

Université de Sherbrooke

**Développement et évaluation de détecteurs multi-cristaux à base de
photodiodes avalanches pour scanner bimodal TEP/TDM**

par : Catherine Michèle Pepin

Département de médecine nucléaire et de radiobiologie

Thèse présentée à la Faculté de médecine
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiae Doctor (Ph.D.)

25 octobre 2007



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence
ISBN: 978-0-494-37991-2
Our file Notre référence
ISBN: 978-0-494-37991-2

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

TABLE DES MATIÈRES

LISTE DES TABLEAUX.....	V
LISTE DES FIGURES.....	VI
LISTE DES ABRÉVIATIONS.....	XI
RÉSUMÉ.....	XIII
CHAPITRE 1 - INTRODUCTION.....	1
1.1 QU'EST-CE QUE L'IMAGERIE MOLÉCULAIRE?.....	1
1.2 MODALITÉS D'IMAGERIE MOLÉCULAIRE.....	4
1.2.1 Avantages et inconvénients de la TEP.....	6
1.2.2 Avantages et inconvénients de la TDM.....	7
1.2.3 Intérêt de la TEP/TDM.....	11
1.3 SYSTÈMES TEP/TDM POUR PETITS ANIMAUX EXISTANTS.....	12
1.4 VERS UN SCANNER TEP/TDM COMBINÉ?.....	16
CHAPITRE 2 - CAHIER DES CHARGES.....	18
2.1 DIMENSIONS ET OPÉRATION DU DÉTECTEUR.....	19
2.2 DÉTECTION DES PHOTONS DE HAUTE ÉNERGIE.....	22
2.2.1 Types de photodétecteurs disponibles.....	23
a) Tubes photomultiplicateurs.....	23
b) Tubes photomultiplicateurs hybrides.....	25
c) Tubes photomultiplicateurs sensibles à la position.....	26
d) Photodiodes conventionnelles et avalanches.....	27
f) Photomultiplicateurs silicium.....	32
2.2.2 Pourquoi utiliser des photodiodes avalanches?.....	34
2.3 DÉTECTEUR PROPOSÉ PAR LE LABORATOIRE LABTEP.....	35
CHAPITRE 3 - LUMINESCENCE DES SCINTILLATEURS.....	39
3.1 CARACTÉRISTIQUES D'UN BON SCINTILLATEUR.....	39
3.1.1 Scintillateurs destinés à la TEP.....	39
3.1.2 Scintillateurs destinés à la TDM.....	41
3.2 DESCRIPTION DES SCINTILLATEURS UTILISÉS DANS CETTE ÉTUDE.....	43
3.2.1 Orthosilicate de lutécium (LSO).....	46
3.2.2 Orthosilicate de lutécium-yttrium (LYSO).....	48
3.2.3 Orthosilicate de lutécium-gadolinium.....	50
3.3 PERFORMANCES DES SCINTILLATEURS INORGANIQUES.....	54
3.3.1 Émission des scintillateurs par spectroscopie UV.....	54
a) Matériel et méthodes.....	55
b) Résultats de spectroscopie UV.....	60
Orthosilicate de lutécium (LSO).....	60
Orthosilicate de lutécium-yttrium (LYSO).....	65
Orthosilicate de lutécium-gadolinium.....	68
c) Discussion des résultats de spectroscopie UV.....	74
3.3.2 Étude de rendement lumineux intrinsèque.....	77
a) Matériel et méthodes.....	77
b) Résultats du rendement lumineux intrinsèque.....	79
c) Discussion des résultats du rendement lumineux intrinsèque.....	80

3.3.3 Étude de résolution en énergie intrinsèque.....	81
a) Matériel et méthodes.....	85
b) Résultats.....	87
c) Discussion des résultats.....	99
3.3.4 Étude de résolution temporelle.....	103
a) Matériel et méthodes.....	103
b) Résultats.....	105
c) Discussion.....	109
3.4 CHOIX DU SCINTILLATEUR POUR LE DÉTECTEUR LabTEP/TDM.....	110
CHAPITE 4 - COLLECTE DE LUMIÈRE.....	112
4.1 FACTEURS AFFECTANT LA COLLECTE DE LUMIÈRE.....	113
4.1.1 Transmission de la lumière dans les cristaux.....	113
4.1.2 Effets du réflecteur.....	116
4.1.3 Effets des interfaces multiples.....	117
4.2 ÉTUDES DE COLLECTE DE LUMIÈRE.....	120
4.2.1 Effet du polissage sur les performances de scintillation (LSO et LYSO).....	120
a) Matériel et méthodes.....	120
b) Protocole de polissage chimique.....	120
c) Résultats.....	123
d) Discussion.....	124
4.2.2 Effets des défauts de surface sur les performances de scintillation (LGSO).....	126
a) Matériel et méthodes.....	126
b) Résultats.....	127
c) Discussion.....	128
4.2.3 Effets de la combinaison réflecteur/polissage sur les performances de scintillation (LGSO).....	130
a) Matériel et méthodes.....	130
b) Résultats.....	131
c) Discussion.....	133
4.2.4 Comportement du réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film pour différentes méthodes d'assemblage de matrices cristallines (LYSO).....	135
a) Matériel et méthodes.....	135
b) Résultats.....	137
c) Discussion.....	140
4.2.5 Comportement des matrices LYSO (5% Y) Prototype #1 aux pixels de longueurs différentes (12, 14, 16 mm).....	142
a) Matériel et méthodes.....	142
b) Résultats.....	143
c) Discussion.....	144
4.2.6 Comportement des matrices LYSO (5% Y) 4x1 LabPET™ assemblées avec le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film.....	146
a) Matériel et méthodes.....	146
b) Résultats.....	148
c) Discussion.....	152
CHAPITRE 5 - PHOTODÉTECTEURS.....	156
5.1 Description des photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM.....	156
5.2.1 Évaluation du courant d'obscurité.....	158
a) Matériel et méthodes.....	161
b) Résultats.....	163
c) Discussion.....	165
5.2.2 Évaluation de la capacité de charge d'espace.....	166
a) Matériel et méthodes.....	167
b) Résultats.....	170
c) Discussion.....	171
5.2.3 Évaluation de la résolution en énergie.....	173
a) Matériel et méthodes.....	173

b) Résultats.....	173
c) Discussion	173
5.2.4 Évaluation du gain	175
a) Matériel et méthodes.....	175
b) Résultats et discussion.....	177
5.2.5 Évaluation de la charge équivalente de bruit (ENC).....	179
a) Matériel et méthodes.....	180
b) Résultats et discussion.....	181
PERSPECTIVES	185
CONCLUSION.....	190
REMERCIEMENTS	192
BIBLIOGRAPHIE.....	194

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU 2-1 – PERFORMANCES CIBLES DEVANT ÊTRE ATTEINTES PAR LA PHOTODIODE LABTEP/TDM	37
TABLEAU 3-1 : CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES DES SCINTILLATEURS	44
TABLEAU 3-2 : CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES DES ÉCHANTILLONS DE LSO.....	47
TABLEAU 3-3 : CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES DES ÉCHANTILLONS DE LYSO.....	50
TABLEAU 3-4 : CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES DES ÉCHANTILLONS DE LGSO.....	53
TABLEAU 3-5 : ÉVALUATION DU RENDEMENT LUMINEUX INTRINSÈQUE POUR DIFFÉRENTS SCINTILLATEURS.	79
TABLEAU 3-6 : RENDEMENT PHOTONIQUE ET RÉOLUTION EN ÉNERGIE DES SCINTILLATEURS LSO ET LYSO (60%Y) 4×4×10 MM ³ POUR UNE IRRADIATION À 662 KEV (¹³⁷ CS)	88
TABLEAU 3-7 : RÉOLUTION EN ÉNERGIE ET RENDEMENT LUMINEUX INTRINSÈQUE DES SCINTILLATEURS LYSO LABPET™, LSOP 2002 ET LGSO K1-071 À 511 KEV ET À 59,9 KEV	89
TABLEAU 3-8 : COMPARAISON DES PARAMÈTRES DE SCINTILLATION F_s ET R_f	95
TABLEAU 3-9 : RÉOLUTIONS TEMPORELLES ANALOGIQUE ET NUMÉRIQUE POUR LES SCINTILLATEURS LYSO ET LGSO.	107
TABLEAU 4-1 : COMPORTEMENT OPTIQUE DE DIFFÉRENTS TYPES DE SURFACE.....	116
TABLEAU 4-2 : RENDEMENT PHOTONIQUE RELATIF ET RÉOLUTION EN ÉNERGIE POUR UNE SOURCE GAMMA DE 662 KEV (¹³⁷ CS) AVANT ET APRÈS POLISSAGE CHIMIQUE MESURÉS AVEC UN TUBE PHOTOMULTIPLICATEUR.	124
TABLEAU 4-3 : RENDEMENT PHOTONIQUE ET RÉOLUTION EN ÉNERGIE POUR LES DIVERSES COMBINAISONS DE RÉFLECTEURS ET DE FINIS DE SURFACE.	133
TABLEAU 4-4 : RENDEMENT PHOTONIQUE ET RÉOLUTION EN ÉNERGIE DES QUATRE MATRICES PROTOTYPES LYSO COUPLÉES À LA PHOTODIODE AVALANCHE PAR FILM D'AIR OU GRAISSE OPTIQUE.	138
TABLEAU 4-5 : RENDEMENT PHOTONIQUE ET RÉOLUTION EN ÉNERGIE POUR LES MATRICES LYSO (5%Y) PROTOTYPE #1 AUX PIXELS DE LONGUEURS DIFFÉRENTES (12, 14 ET 16 MM).....	143
TABLEAU 4-6 : RENDEMENT PHOTONIQUE MOYEN MESURÉ POUR LES MATRICES LYSO (5%Y) 4X1 PIXELS, AUX FACES DE DÉTECTION TELLES QUE COUPÉES OU POLIES, IRRADIÉES AVEC UNE SOURCE GAMMA DE ¹³⁷ CS (662 KEV) OU DE ²⁴¹ AM (59.9 KEV).	149
TABLEAU 5-1 : RÉSUMÉ DES PERFORMANCES DES PHOTODIODES AVALANCHES LABPET™ ET LABTEP/TDM COMPARATIVEMENT À CELLES DE LA PHOTODIODE HAMAMATSU K30-F10049.....	183

LISTE DES FIGURES

FIGURE 1-1 : EXEMPLE D'UNE IMAGE TOMODENSITOMÉTRIQUE DE SOURIS	10
FIGURE 1-2 : DESIGN DU SYSTÈME TEP/TDM DU <i>CRUMP INSTITUTE FOR MOLECULAR IMAGING</i> DE L'UNIVERSITÉ DE CALIFORNIE À DAVIS (GOERTZEN, 2002)	13
FIGURE 1-3 : DESIGN DU SYSTÈME TEP/TDM <i>HOSPITAL GENERAL UNIVERSITARIO GREGORIO MARANON</i> (MADRID, ESPAGNE).....	14
FIGURE 1-4 : DESIGN DU SYSTÈME PIXSCAN DÉVELOPPÉ PAR LEUR GROUPE EUROPÉEN CLEARPET (CERN, GENÈVE, SUISSE).....	15
FIGURE 1-5 : SCANNER TEP/TDM À CONFIGURATION CONCENTRIQUE.....	16
FIGURE 2-1 : SCHÉMA D'UN TUBE PHOTOMULTIPLICATEUR (WWW.NT.NTNU.NO/USERS/FLOBAN/)	24
FIGURE 2-2 : SCHÉMA D'UN TUBE PHOTOMULTIPLICATEUR À GALETTE DE MICROCANAU (HTTP://SATREC.KAIST.AC.KR/FIMS/FIMS_OPTICS.HTM).....	27
FIGURE 2-3 : SCHÉMA D'UNE PHOTODIODE PIN (HTTP://WWW.FIBER-OPTICS.INFO/GLOSSARY-PQ.HTM).....	29
FIGURE 2-4 : SCHÉMA D'UNE PHOTODIODE AVALANCHE DE CONFIGURATION <i>REACH-THROUGH</i> (EG&G OPTOELECTRONICS, 1999).....	31
FIGURE 2-5 : SCHÉMA DU DÉTECTEUR LABTEP/TDM PROPOSÉ.....	38
FIGURE 3-1 : SCHÉMA DE MONTAGE DU SPECTROFLUOROMÈTRE HITACHI F-2000).....	55
FIGURE 3-2 : SPECTRE D'ABSORPTION D'UN FILTRE DE DENSITÉ OPTIQUE DE FACTEUR 0.3.....	56
FIGURE 3-3 : SPECTRE DE TRANSMISSION D'UNE DENSITÉ OPTIQUE DE FACTEUR 0.3.....	57
FIGURE 3-4 : FACTEUR D'OPACITÉ EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE D'UNE DENSITÉ OPTIQUE DE FACTEUR 0.3.....	58
FIGURE 3-5 : SPECTRE UV TYPIQUE DU SCINTILLATEUR LSO.....	59
FIGURE 3-6 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LSO REF (4×4×10 MM ³) PRODUIT EN 1996.....	62
FIGURE 3-7 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LSOA (4×4×10 MM ³) PRODUIT EN 2000.....	62
FIGURE 3-8 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LSOB (4×4×10 MM ³) PRODUIT EN 2000.....	63
FIGURE 3-9 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LSOA (2×2×10 MM ³) PRODUIT EN 2000.....	63
FIGURE 3-10 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LSO3G (4×4×10 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT REÇU EN 2002.....	64
FIGURE 3-11 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LSO 865-218-270B #1 (3×3×3 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT REÇU EN 2006.....	64
FIGURE 3-12 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LYSO 13875-2 (2×2×10 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 6% Y REÇU EN 2003.....	66
FIGURE 3-13 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LYSO1G (4×4×10 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 60% Y REÇU EN 2002.....	66
FIGURE 3-14 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LYSO LABPET™ #3 (2×2×10 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 5% Y REÇU EN 2006.....	67
FIGURE 3-15 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO S4-206-HAUT #A (2×2×15 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 80% Gd REÇU EN 2007.....	70
FIGURE 3-16 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO S4-196 #1 (2×2×15 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 80% Gd REÇU EN 2006.....	70
FIGURE 3-17 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO S4-195-10 #A (2×2×15 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 10% Gd REÇU EN 2006.....	71
FIGURE 3-18 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO K1-071 #1 (2×2×15 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 80% Gd REÇU EN 2006.....	71
FIGURE 3-19 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO 045-2T #7 (2×2×15 MM ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 80% Gd REÇU EN 2006.....	72

FIGURE 3-20 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO S3-148 #2 (2×2×15 mm ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 80% Gd REÇU EN 2006.....	72
FIGURE 3-21 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO K1-063 #3 SANS RECUIT (2×2×15 mm ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 80% Gd REÇU EN 2006.....	73
FIGURE 3-22 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO K1-063 #3 RECUIT (2×2×15 mm ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT À 80% Gd REÇU EN 2006.....	73
FIGURE 3-23 : SPECTRE D'ÉMISSION UV DU LGSO 2001 #c (2×2×10 mm ³), ÉCHANTILLON TYPIQUE DU LOT REÇU EN 2001.....	74
FIGURE 3-24 : SCHÉMA DE MONTAGE POUR LA MESURE DU RENDEMENT LUMINEUX INTRINSÈQUE DES SCINTILLATEURS.....	78
FIGURE 3-25 : EXEMPLE DE LA DIFFÉRENCE DE TRAJET LUMINEUX DANS UN CRISTAL PARALLÉLÉPIPÉDIQUE ENTRE UNE EXCITATION DES CENTRES DE LUMINESCENCE SITUÉE AU HAUT DU CRISTAL PAR RAPPORT À UNE EXCITATION SITUÉE AU BAS. À CHAQUE INTERACTION AVEC LA SURFACE DU CRISTAL, LE PHOTON A UNE CERTAINE PROBABILITÉ D'ÊTRE ABSORBÉ ET UNE CERTAINE PROBABILITÉ D'ÊTRE RÉFLÉCHI. PLUS L'EXCITATION SE PRODUIT LOIN DU PHOTODÉTECTEUR, MOINS LE RENDEMENT PHOTONIQUE SERA IMPORTANT.....	84
FIGURE 3-26 : SCHÉMA DE MONTAGE DE SPECTROSCOPIE GAMMA POUR ÉVALUER LE RENDEMENT PHOTONIQUE ET LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE.....	86
FIGURE 3-27 : SCHÉMA D'ASSEMBLAGE DU DÉTECTEUR LABPET™.....	87
FIGURE 3-28 : EXEMPLE D'UN SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DES ÉCHANTILLONS LSOg 2002 COUPLÉS À UNE PHOTODIODE AVALANCHE ET IRRADIÉS PAR UNE SOURCE GAMMA DE 662 KEV (137Cs).....	89
FIGURE 3-29 : EXEMPLE D'UN SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DES ÉCHANTILLONS LYSOG (60% Y) COUPLÉS À UNE PHOTODIODE AVALANCHE ET IRRADIÉS PAR UNE SOURCE GAMMA DE 662 KEV (137Cs).....	90
FIGURE 3-30 : SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DU LYSO LABPET™ (5%Y) IRRADIÉ PAR UNE SOURCE DE PHOTONS D'ANNIHILATION (511 KEV).....	90
FIGURE 3-31 : SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DU LGSO K1-071 (80%Gd) IRRADIÉ PAR UNE SOURCE DE PHOTONS D'ANNIHILATION (511 KEV).....	91
FIGURE 3-32 : SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DU LSOP 2002 IRRADIÉ PAR UNE SOURCE DE PHOTONS D'ANNIHILATION (511 KEV).....	91
FIGURE 3-33 : SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DU MODULE LABPET™ (VOIE #3) IRRADIÉ PAR UNE SOURCE DE PHOTONS D'ANNIHILATION (511 KEV).....	92
FIGURE 3-34 : SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DU LYSO LABPET™ (5%Y) IRRADIÉ PAR UNE SOURCE DE PHOTONS DE 59.9 KEV (241Am).....	92
FIGURE 3-35 : SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DU LGSO K1-071 (80%Gd) IRRADIÉ PAR UNE SOURCE DE PHOTONS DE 59.9 KEV (241Am).....	92
FIGURE 3-36 : SPECTRE EN ÉNERGIE TYPIQUE DU LSOP 2002 IRRADIÉ PAR UNE SOURCE DE PHOTONS DE 59.9 KEV (241Am).....	93
FIGURE 3-37 : COMPORTEMENT DE LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION DE LA PHOTODIODE AVALANCHE POUR LES SCINTILLATEURS LSOg 2002 ET LYSOG (60%Y) IRRADIÉS PAR UNE SOURCE GAMMA DE 662 KEV (137Cs, τ_{AS} = 250 NS).....	94
FIGURE 3-38 : DÉCOMPOSITION DE LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DU CRISTAL LSO#9G 2002, EXEMPLE TYPIQUE DES ÉCHANTILLONS DU MÊME LOT.....	95
FIGURE 3-39 : DÉCOMPOSITION DE LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DU CRISTAL LYSO#9G (60% Y), EXEMPLE TYPIQUE DES ÉCHANTILLONS DU MÊME LOT.....	96

FIGURE 3-40 : DÉCOMPOSITION DE LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DU CRISTAL LSOREF.....	96
FIGURE 3-41 : NON PROPORTIONNALITÉ ENTRE LE RENDEMENT PHOTONIQUE (Nb/MeV) GÉNÉRÉ PAR L'EXCITATION DES CENTRES DE LUMINESCENCE DU LSO#9G 2002 ET L'ÉNERGIE DE LA SOURCE GAMMA UTILISÉE POUR INITIER CETTE EXCITATION, EXEMPLE TYPIQUE DES ÉCHANTILLONS DU MÊME LOT.....	98
FIGURE 3-42 : NON PROPORTIONNALITÉ ENTRE LE RENDEMENT PHOTONIQUE (Nb/MeV) GÉNÉRÉ PAR L'EXCITATION DES CENTRES DE LUMINESCENCE DU LYSO#9G (60% Y) ET L'ÉNERGIE DE LA SOURCE GAMMA UTILISÉE POUR INITIER CETTE EXCITATION, EXEMPLE TYPIQUE DES ÉCHANTILLONS DU MÊME LOT.....	98
FIGURE 3-43 : SCHÉMA DU MONTAGE DE RÉOLUTION TEMPORELLE ANALOGIQUE.....	104
FIGURE 3-44 : SCHÉMA DU MONTAGE NUMÉRIQUE UTILISÉ POUR LES MESURES DE RÉOLUTION TEMPORELLE NUMÉRIQUE ET D'IDENTIFICATION DU CRISTAL D'INTERACTION.....	104
FIGURE 3-45 : RÉOLUTION TEMPORELLE EN COÏNCIDENCE EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION DE LA PHOTODIODE AVALANCHE POUR LE CRISTAL LSO#9G 2002, EXEMPLE TYPIQUE DES ÉCHANTILLONS DU MÊME LOT.....	105
FIGURE 3-46 : RÉOLUTION TEMPORELLE EN COÏNCIDENCE EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION DE LA PHOTODIODE AVALANCHE POUR LE CRISTAL LYSO#9G (60%Y), EXEMPLE TYPIQUE DES ÉCHANTILLONS DU MÊME LOT.....	106
FIGURE 3-47 : SPECTRE DE TEMPS ANALOGIQUE MESURÉ POUR LE SCINTILLATEUR LYSO LABPET™ (5%Y) EN COÏNCIDENCE AVEC UN DÉTECTEUR RAPIDE (SCINTILLATEUR PLASTIQUE + TUBE PHOTOMULTIPLICATEUR).....	107
FIGURE 3-48 : SPECTRE DE TEMPS ANALOGIQUE MESURÉ POUR LE SCINTILLATEUR LGSO K1-071 (80%GD) EN COÏNCIDENCE AVEC UN DÉTECTEUR RAPIDE (SCINTILLATEUR PLASTIQUE + TUBE PHOTOMULTIPLICATEUR).....	108
FIGURE 3-49 : SPECTRE DE TEMPS ANALOGIQUE MESURÉ POUR LE MODULE LYSO/LGSO LABPET™ EN COÏNCIDENCE AVEC UN DÉTECTEUR RAPIDE (SCINTILLATEUR PLASTIQUE + TUBE PHOTOMULTIPLICATEUR).....	108
FIGURE 4-1 : LOI DE LA RÉFLEXION. UN FAISCEAU INCIDENT (FLÈCHE NOIRE) PRÉSENTANT UN ANGLE θ_i AVEC LA NORMALE (LIGNE POINTILLÉE) D'UNE SURFACE EST SOIT RÉFLÉCHI (FLÈCHE GRIS PÂLE), SOIT RÉFRACTÉ (FLÈCHE GRIS FONCÉ).....	113
FIGURE 4-2 : RÉFLEXION SUR UNE SURFACE DIFFUSE OU DÉPOLIE. LA LIGNE POINTILLÉE REPRÉSENTE LA NORMALE À LA SURFACE EN CE POINT PRÉCIS. LA FLÈCHE NOIRE ET LA FLÈCHE GRISE ILLUSTRONT LES FAISCEAUX INCIDENTS ET RÉFLÉCHIS, RESPECTIVEMENT. LA LUMIÈRE EST RÉFLÉCHIE SELON LA <i>LOI DE LAMBERT</i>	115
FIGURE 4-3 : EFFET DES INTERFACES MULTIPLES SUR LA COLLECTE DE LUMIÈRE.....	118
FIGURE 4-4 : SCHÉMA DE MONTAGE POUR LE POLISSAGE CHIMIQUE.....	121
FIGURE 4-5 : COMPARAISON VISUELLE ET MESURE DU RENDEMENT LUMINEUX INTRINSÈQUE ET DU RENDEMENT PHOTONIQUE DES CRISTAUX LGSO S4-206 TAILLÉS AVEC LA <i>ID SAW</i> ET LA <i>BAND SAW</i>	127
FIGURE 4-6 : SPECTRE EN ÉNERGIE DES ÉCHANTILLONS DE LGSO EMBALLÉS DANS LE RÉFLECTEUR <i>3M VM2000 RADIANT LIGHT FILM</i> PRÉSENTANT DES TRAITEMENTS DE SURFACE POLI ET TEL QUE COUPÉ.....	131
FIGURE 4-7 : SPECTRE EN ÉNERGIE DES ÉCHANTILLONS DE LGSO PRÉSENTANT UN FINI OPTIQUE EMBALLÉS DANS LE RÉFLECTEUR <i>3M VM2000 RADIANT LIGHT FILM</i> OU LE RUBAN DE TÉFLON.	132
FIGURE 4-8 : SPECTRE EN ÉNERGIE DES ÉCHANTILLONS DE LGSO LAISSÉS TELS QUE COUPÉS EMBALLÉS DANS LE RÉFLECTEUR <i>3M VM2000 RADIANT LIGHT FILM</i> OU LE RUBAN DE TÉFLON.....	132

FIGURE 4-9 : SCHÉMA DES POSITIONS ÉTUDIÉES DANS LES MATRICES LYSO.....	137
FIGURE 4-10 : SCHÉMA DE LA MATRICE LYSO (5%Y) 4x1 PIXELS. LES ÉTIQUETTES (A, B, C, D) REPRÉSENTENT LA POSITION DE CHAQUE PIXEL DANS LA MATRICE.....	147
FIGURE 4-11 : RENDEMENT PHOTONIQUE MESURÉ AVEC UNE SOURCE GAMMA DE 662 KEV (137Cs) POUR DIFFÉRENTES POSITIONS DU CRISTAL D'INTÉRÊT DANS LA MATRICE LYSO (5%Y) 4x1 (FACE DE DÉTECTION DÉPOLIE OU POLIE). SE RÉFÉRER AU SCHÉMA DE LA MATRICE, FIGURE 4-10.....	149
FIGURE 4-12 : RENDEMENT PHOTONIQUE MESURÉ AVEC UNE SOURCE GAMMA DE 59.9 KEV (241AM) POUR DIFFÉRENTES POSITIONS DU CRISTAL D'INTÉRÊT DANS LA MATRICE LYSO (5%Y) 4x1 (FACE DE DÉTECTION DÉPOLIE OU POLIE). SE RÉFÉRER AU SCHÉMA DE LA MATRICE, FIGURE 4-9.....	150
FIGURE 4-13 : SPECTRE EN ÉNERGIE MESURÉ AVEC UNE SOURCE GAMMA 241AM (59.9 KEV) DU CRISTAL D (POSITION CÔTÉ) DE LA MATRICE LYSO (5%Y) 4x1 PIXELS #1 (FACE DE DÉTECTION LAISSÉE TELLE QUE COUPÉE).....	150
FIGURE 4-14 : SPECTRE EN ÉNERGIE MESURÉ AVEC UNE SOURCE GAMMA 137Cs (662 KEV) DU CRISTAL A (POSITION CÔTÉ) DE LA MATRICE LYSO (5%Y) 4x1 PIXELS #1 (FACE DE DÉTECTION LAISSÉE TELLE QUE COUPÉE).....	151
FIGURE 4-15 : SPECTRE EN ÉNERGIE MESURÉ AVEC UNE SOURCE GAMMA 137Cs (662 KEV) DU CRISTAL B (POSITION CENTRE) DE LA MATRICE LYSO (5%Y) 4x1 PIXELS #1 (FACE DE DÉTECTION LAISSÉE TELLE QUE COUPÉE).....	151
FIGURE 4-16 : SPECTRE EN ÉNERGIE MESURÉ AVEC UNE SOURCE GAMMA 137Cs (662 KEV) DU CRISTAL B (POSITION CENTRE) DE LA MATRICE LYSO (5%Y) 4x1 PIXELS #4 (FACE DE DÉTECTION POLIE).....	152
FIGURE 4-17 : RÉPONSE SPECTRALE (TYPIQUE) POUR UN ANGLE D'INCIDENCE NORMALE DU RÉFLECTEUR 3M VM2000 RADIANT LIGHT FILM (<i>LIGNE POINTILLÉE</i> - TIRÉE DE (3M PRODUCT INFORMATION DATA SHEET, 2001)) COMPARATIVEMENT AUX SPECTRES D'ÉMISSION UV DES SCINTILLATEURS DE BGO, GSO, LSO ET LUAP. CETTE FIGURE EST TIRÉE DE	154
FIGURE 5-1 : PROTOTYPE DE PHOTODIODE 4x8 PIXELS DESTINÉ AU DÉTECTEUR À SCINTILLATION LABTEP/TDM.....	158
FIGURE 5-2 : SCHÉMA DU CIRCUIT SERVANT À ÉVALUER LE COURANT D'OBSCURITÉ D'UNE PHOTODIODE AVALANCHE EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION INVERSE.....	162
FIGURE 5-3 : ÉVALUATION DU COURANT D'OBSCURITÉ DE LA PHOTODIODE LABPET™ #2 EN FONCTION DE SA TENSION DE POLARISATION INVERSE.....	164
FIGURE 5-4 : ÉVALUATION DU COURANT D'OBSCURITÉ DE LA PHOTODIODE LABTEP/TDM CD3225-D4 #A1 EN FONCTION DE SA TENSION DE POLARISATION INVERSE.....	164
FIGURE 5-5 : SCHÉMA DU CIRCUIT SERVANT À ÉVALUER LA CAPACITÉ DE CHARGE D'ESPACE D'UNE PHOTODIODE AVALANCHE.....	168
FIGURE 5-6 : SCHÉMA DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL UTILISÉ POUR DÉTERMINER LA CAPACITÉ DE CHARGE D'ESPACE D'UNE PHOTODIODE AVALANCHE EN FONCTION DE SA TENSION DE POLARISATION.....	169
FIGURE 5-7 : ÉVALUATION DE LA CAPACITÉ DE LA PHOTODIODE AVALANCHE LABPET™ #2 EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION. LA CAPACITÉ VAUT 8.6 PF DANS LA ZONE DE GAIN PROPORTIONNEL.....	170
FIGURE 5-8 : ÉVALUATION DE LA CAPACITÉ DE LA PHOTODIODE AVALANCHE LABTEP/TDM CD3225-D4 #A1 EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION. LA CAPACITÉ VAUT 3.7 PF DANS LA ZONE DE GAIN PROPORTIONNEL.....	171
FIGURE 5-9 : ÉVALUATION DE LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DE LA PHOTODIODE LABPET™ #2 EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION INVERSE.....	174

FIGURE 5-10 : ÉVALUATION DE LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DE LA PHOTODIODE LABTEP/TDM CD3225-D4 #C1 EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION INVERSE.....	174
FIGURE 5-11 : ÉVALUATION DU GAIN DE LA PHOTODIODE AVALANCHE LABPET™ #2 EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION.....	178
FIGURE 5-12 : ÉVALUATION DU GAIN DE LA PHOTODIODE AVALANCHE LABTEP/TDM CD3225-D4 #C1 EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION.....	178
FIGURE 5-13 : ÉVALUATION DE LA CHARGE ÉQUIVALENTE DE BRUIT DE LA PHOTODIODE LABPET™ #2 EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION INVERSE.....	182
FIGURE 5-14 : ÉVALUATION DE LA CHARGE ÉQUIVALENTE DE BRUIT DE LA PHOTODIODE LABTEP/TDM CD3225-D4 #C1 EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION INVERSE.....	182
FIGURE 6-1 : PROTOTYPE LABTEP/TDM : LA MATRICE DE PHOTODIODE (À GAUCHE) ET LA MATRICE DE CRISTAUX SCINTILLATEURS EMBALLÉS AVEC LE RÉFLECTEUR 3M VM2000 RADIANT LIGHT FILM (À DROITE).....	186
FIGURE 6-2 : SPECTRE EN ÉNERGIE MESURÉ À 511 KEV (⁶⁸ Ge)POUR LE BLOC LABTEP/TDM #1.....	187
FIGURE 6-3 : SPECTRE EN ÉNERGIE MESURÉ À 511 KEV (⁶⁸ Ge)POUR LE BLOC LABTEP/TDM #2.....	187
FIGURE 6-4 : EXEMPLE TYPIQUE D'UN SPECTRE EN ÉNERGIE MESURÉ À 59.9 KEV (241AM) POUR LE BLOC LABTEP/TDM #1.....	188

LISTE DES ABRÉVIATIONS

CAN	: Convertisseur analogue-numérique (<i>Analog-to-digital converter</i> ou ADC)
CdWO ₄	Thungstanate de cadminum
BGO	: Germanate de bismuth
CPS	: Coups par seconde
CsI(Tl)	: Iodure de césium dopé au thallium
CSP	: <i>Charge-sensitive preamplifier</i> (préamplificateur de charges)
CZT	: Détecteur Cd _(1-x) Zn _x Te
DFC	: Discriminateur à fraction constante
DOI	: <i>Depth-of-interaction</i> (profondeur d'interaction)
ENC	: <i>Equivalent noise charge</i> (charge équivalente de bruit)
FDG	: ¹⁸ F-déoxy-D-glucose
FES	: 16α- ¹⁸ F-fluoro-estradiol
FFA	: <i>Fast filter amplifier</i> (amplificateur filtre rapide)
GND	: <i>Ground</i> (masse d'un circuit électronique)
GOS	: Scintillateur céramique polycristallin à base d'oxyde de gadolinium
GSO	: Orthosilicate de gadolinium
IRM	: Imagerie par résonance magnétique
LD50/30	: Correspond à la dose létale devant être administrée à une population donnée pour que 50% des individus aient succombé au bout de 30 jours.
LFS	: <i>Line spread function</i> (fonction de réponse linéaire d'un détecteur)
LFS	: <i>Lutetium fine silicate</i> (Fin silicate de lutécium)
LMH	: Largeur à mi-hauteur (<i>Full-width at half-maximum</i> ou FWHM)
LSO	: Orthosilicate de lutécium
LuAP	: Aluminate de lutécium
LGSO	: Orthosilicate de lutécium-gadolinium
LYSO	: Orthosilicate de lutécium-yttrium
M	: Gain d'un photodétecteur
MCA	: <i>Multichannel analyzer</i> (analyseur multi-canal)
MLS	: <i>Mixed-lutetium silicate</i> (silicate mixe à base de lutécium)

MTF	: <i>Modulated transfer function</i> (fonction de transfert modulée d'un détecteur)
Nal(Tl)	: Iodure de sodium dopé au thallium
PDA	: Photodiode avalanche
Ph/MeV	: Nombre de photons générés dans le scintillateur suite à une irradiation par un photon de 1 MeV.
Phé/MeV	: Nombre de photoélectrons générés dans le photodétecteur suite à l'irradiation du scintillateur par un photon de 1 MeV.
Phoswich	: Assemblage de cristaux superposés (<i>Phosphor sandwich</i>)
PIN	: Photodiode au profil de dopage positif-intrinsèque-négatif présentant un gain égal à 1.
PSD	: <i>Pulse-shape discrimination</i> (discrimination sur la forme des signaux)
PS-PMT	: <i>Position-senzitive photomultiplier tube</i> (tube photomultiplicateur sensible à la position)
RE	: <i>Rare earth</i> (terres rares)
SCA	: <i>Single channel analyzer</i> (analyseur mono-canal)
TAC	: <i>Time-to-amplitude converter</i> (convertisseur temps-amplitude)
TDM	: Tomodensitométrie (<i>Computed tomography</i> ou <i>CT</i>)
TEM	: Tomographie d'émission mono-photonique (<i>Single Photon Emission Computed Tomography</i> ou <i>SPECT</i>)
TEP	: Tomographie d'émission par positrons
TFA	: <i>Timing filter amplifier</i> (amplificateur filtre)
TPM	: Tube photomultiplicateur
U. arb.	: Unités arbitraires
UFC	: Scintillateur céramique polycristallin à base d'oxyde de gadolinium dopé au praséodyme.
UV	: Ultra-violet
YSO	: Orthosilicate d'yttrium

RÉSUMÉ

Le scanner LabTEP/TDM est un scanner bimodal alliant l'imagerie moléculaire offerte par la tomographie d'émission par positrons et l'imagerie anatomique fournie par la tomodensitométrie. Le scanner proposé par le laboratoire LabTEP de l'Université de Sherbrooke, bien qu'ayant une résolution spatiale limitée en TDM (~ 500 μm), présente un support anatomique suffisant pour réaliser des études fonctionnelles TEP de haute qualité tout en imposant des doses tout à fait légères à l'animal (~1 mGy).

Le but de cette thèse de doctorat est de développer et d'évaluer un détecteur multi-cristal à base de photodiodes avalanches destiné à un scanner bimodal TEP/TDM. Ce détecteur à scintillation doit être en mesure de capter efficacement les photons résultant de l'annihilation des positrons impliqués en imagerie TEP (511 keV) de même que les rayons X de plus faible énergie employés en imagerie TDM (30 - 120 keV). Afin d'offrir une bonne efficacité de détection, le détecteur se doit d'être compact en présentant une haute fraction d'empaquetage et une haute fraction de couplage, afin de maintenir une collecte de lumière optimale. Le choix du photodétecteur s'est porté vers les matrices de photodiodes avalanche fabriquées par la compagnie PerkinElmer Optoelectrics (Vaudreuil-Dorion, Québec, Canada) à la fois pour leurs grandes qualités, mais aussi pour maintenir et rehausser notre expertise dans le domaine et, ce qui n'est pas négligeable, pour faire fructifier la longue collaboration que le laboratoire LabTEP entretient avec cette compagnie depuis près de 25 ans.

Au cours de cette thèse de doctorat, nous avons démontré plusieurs points. Tout d'abord, nous avons déterminé que le scintillateur LYSO (5%Y) est le cristal

idéal pour notre application. Son rendement photonique, sa résolution temporelle de même que sa résolution en énergie et l'aisance avec laquelle il est possible de le tailler et de le polir en font un candidat de choix. De plus, contrairement au LSO, aucune contrainte de propriété intellectuelle ne vient entraver son emploi dans un appareil d'imagerie médicale commercial contrairement au LSO.

Nous avons démontré que les scintillateurs LYSO pouvaient être assemblés en matrice où le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film maximisait la collecte de lumière lorsque les cristaux étaient collés avec de la colle époxy suite à leur polissage mécanique. Ces matrices ont présenté un comportement adéquat à 60 keV tout comme à 511 keV, confirmant leur aptitude à performer à la fois en mode TDM et en mode TEP. L'opacité du réflecteur 3M VM2000 nous cause cependant quelques inquiétudes en raison de la diaphonie optique qu'elle entraîne. En mode TEP, ce phénomène est négligeable. Cependant, il faut déterminer à quel point il est délétère pour les performances obtenues en mode tomodensitométrie et quel est le seuil que nous pouvons tolérer.

Les résultats obtenus avec le prototype de photodiode avalanche fabriqué par la compagnie PerkinElmer Optoelectronics sont très prometteurs. Ces résultats démontrent que les matrices de photodiode avalanche se comportent avantageusement comparativement à leur équivalent commercial fabriqué par la compagnie Hamamatsu. Bien que le processus de développement ait été plus long et plus dispendieux, nous obtenons une matrice de photodiodes à bas bruit, haut gain et fraction d'emballage très satisfaisante.

Chapitre 1 - Introduction

1.1 Qu'est-ce que l'imagerie moléculaire?

Depuis 20 ans, la recherche biomédicale a fait des pas de géant. Autant au niveau des études de biologie fondamentale que des études précliniques portant sur des maladies bien définies, elle est en ébullition. Au cœur de cette effervescence on retrouve l'imagerie médicale. Qu'elle soit anatomique (comme la tomodensitométrie (TDM), l'imagerie par résonance magnétique (IRM) et l'imagerie ultrasonore) ou métabolique et fonctionnelle (comme la tomographie d'émission par positrons (TEP), la tomographie d'émission monophotonique (TEM), l'imagerie optique et, dans une moindre mesure, l'imagerie par résonance magnétique), l'imagerie médicale offre aux chercheurs une vaste gamme d'outils sophistiqués de grande précision.

Contrairement aux travaux de recherche des décennies précédentes, ce ne sont plus des organes ou des cellules spécifiques qui sont au centre des études scientifiques mais bien la compréhension des phénomènes biologiques au niveau des molécules et des gènes. Cette nouvelle approche d'investigation, appelée *imagerie moléculaire*, permet de visualiser des gènes et des protéines spécifiques, reconnus pour être liés directement ou indirectement à des maladies humaines (CHERRY, 2004). On cherche à localiser où se déroule l'expression de ces gènes et de ces protéines et où se produisent ces processus biochimiques et moléculaires. On veut pouvoir quantifier ces expressions et ces processus et on veut pouvoir suivre leurs variations dans le temps (WEISSLEDER, 2001) (WEISSLEDER, 2002) (GILLIS, 2002) (BLASBERG, 2002).

En recherche biomédicale, l'imagerie moléculaire trouve sa niche dans l'étude de processus dynamiques comme la perfusion, le métabolisme cellulaire, l'hypoxie,

l'apoptose,... elle permet de visualiser les cibles moléculaires, mais aussi les récepteurs et les sites de liaison des molécules marquées. Bien évidemment, on s'intéresse aux processus fondamentaux cellulaires, mais ce sont les cellules tumorales et les mécanismes menant au développement de cancers qui sont maintenant au cœur de ces recherches (HANNAHAN, 2000) (GAMBHIR, 2002) (CHATZIOANNOU, 2005).

L'imagerie joue un rôle très actif en pharmacologie moléculaire. Elle devient un outil de choix pour les études de pharmacocinétique et de pharmacodynamique. Dans ce type d'études, on cherche à comprendre les mécanismes d'action d'un médicament. L'imagerie moléculaire permet d'étudier les sites de liaison de la composante pharmaceutique, sa spécificité de même que ses interactions avec des récepteurs ou d'autres molécules. Dans le cadre d'études précliniques, ce type d'imagerie permet de définir la posologie de nouveaux agents de traitement, leur toxicité, leur cinétique,... elle est un facteur clef du passage de projets de recherche en phase préclinique vers des études cliniques de phase 1 en diminuant sensiblement les coûts et en accélérant tout le processus d'évaluation (MASSOUD, 2003) (MAYERS, 2001) (HUMES, 1997) (PHELPS, 2000).

Comme on le sait, le programme de séquençage et d'étude du génome humain est l'un des projets majeurs de la recherche en protéomique et en génomique. Ici aussi l'imagerie moléculaire joue son rôle en permettant de visualiser les sites d'expression génique. Elle met en évidence la relation des gènes avec leurs phénotypes. De plus, elle devient l'une des pierres angulaires de l'évaluation de l'efficacité de la thérapie génique. Grâce à l'imagerie moléculaire, on peut localiser le lieu d'action du gène ou de la protéine thérapeutique tout en mesurant l'intensité de son expression de même que la cinétique de son introduction et de sa distribution dans le corps du sujet (WEISSLEDER, 2001) (JACOBS, 2001) (SERGANOVA, 2005).

Plusieurs modèles de maladies humaines s'expriment chez le petit animal (rat ou souris). Ceux-ci offrent une opportunité unique pour étudier la progression de la maladie et sa réponse thérapeutique au traitement *in vivo* (DARVASI, 1998). Il existe plusieurs techniques éprouvées pour étudier les modèles animaux telles que la biodistribution suite à un marquage radioactif (WILLIAMS, 1988) ou l'autoradiographie précédée d'une découpe cryogénique (KANEKAL, 1995). Ces techniques *ex vivo* présentent certains désavantages. Outre le fait qu'elles nécessitent un grand nombre d'animaux, elles n'offrent qu'une seule mesure dans le temps par animal. L'évolution de la maladie et de son traitement ou le suivi de processus biologiques ne peuvent pas être expérimentés chez un même sujet.

Les procédures *in vivo* non invasives offertes par l'imagerie moléculaire permettent l'acquisition de séries d'images dynamiques fournissant une description complète de la cinétique de liaison d'un ligand chez un animal. Aucune incertitude n'est entraînée par les variations d'un animal à un autre car le même sujet est son propre témoin tout au long de la procédure (HUMES, 1996). L'imagerie moléculaire animale contribue à la réduction du nombre d'animaux utilisé en concordance avec les directives des comités d'éthique. Alors qu'une étude animale par dissection peut nécessiter typiquement plusieurs dizaines de sujets, une étude d'imagerie animale présentant une statistique convaincante se satisfait de quelques animaux (HUMES, 1997) (MAYERS, 2001).

De plus, l'imagerie moléculaire *in vivo* non-invasive permet l'utilisation d'animaux affaiblis (par cause d'immunodéficience, de maladies ou de blessures) ou encore génétiquement modifiés afin d'étudier des processus biologiques spécifiques (TORRES, 1995). Elle permet aussi l'étude des réactions et du comportement de l'animal suite à un stimulus extérieur (BROWNELL, 1998) (FRICKER, 1997). Il va s'en

dire que les modèles animaux rares (comme les souris transgéniques) sont souvent dispendieux et qu'il est préférable de les utiliser au cours d'études *in vivo* non-invasives.

La souris est le modèle animal de prédilection des études biologiques et génétiques sur les mammifères (MALAKOFF, 2000). Voilà pourquoi autant d'efforts sont fournis pour séquencer son génome. Comme sa taille est 2 500 fois plus petite que celle de l'être humain moyen, l'imagerie moléculaire de la souris pose d'importants défis technologiques (CHATZIOANNOU, 2005).

1.2 Modalités d'imagerie moléculaire

Le grand intérêt du milieu scientifique pour les modèles de petits animaux a stimulé le développement d'instruments d'imagerie moléculaire dérivés des technologies cliniques. Des versions commerciales de scanners pour petits animaux existent sur le marché que ce soit en imagerie par résonance magnétique, en tomographie d'émission par positrons, en tomodensitométrie, en imagerie optique sans compter toutes les autres technologies plus marginales comme l'imagerie ultrasonore. Les groupes de recherche et les universités ne sont pas en reste car plusieurs prototypes sont en développement et contribuent à repousser les limites de la technologie.

Récemment, ce sont les appareils multimodaux qui ont attiré l'attention des chercheurs et envahi le marché, autant clinique qu'animal (CHERRY, 2006). La multimodalité la plus courante est la TEP/TDM (ou la TEM/TDM) qui adjoint un système

de tomographie d'émission par positrons (ou un système de tomographie d'émission monophotonique) à un système de tomodensitométrie (TOWNSEND, 1996) (HASEGAWA, 2002). Cependant, le cœur des développements technologiques des deux ou trois dernières années porte plutôt sur la TEP/IRM adjoignant un système de tomographie d'émission par positrons à un appareil d'imagerie par résonance magnétique (CHERRY, 2006). Cette idée n'est cependant pas nouvelle (HAMMER, 1994) (SHAO, 1997) (Pichler, 1997). Il est à noter que les systèmes commerciaux *se contentent* de juxtaposer deux (ou même trois) modalités dans une même enveloppe. On ne rencontre pas encore de systèmes commerciaux totalement intégrés.

Un système d'imagerie dédié aux petits animaux, qu'il soit multimodal ou non, doit relever plusieurs défis. Il doit offrir une haute résolution spatiale tout en étant très sensible. De plus, il doit être quantitatif et spécifique afin de pouvoir évaluer la quantité de molécules (gènes, protéines,...) exprimées et marquées par l'agent de contraste. La sensibilité est particulièrement importante pour mesurer de faibles niveaux d'expression génique et protéique. Plus l'agent de contraste sera spécifique, plus la précision (résolution spatiale) de la localisation anatomique offerte par le système d'imagerie devra être élevée afin de bien identifier le lieu de cette expression (CHERRY, 2004).

Pour le reste de cet ouvrage, nous nous concentrerons sur les modalités d'imagerie TEP et TDM. Chacune a ses avantages et lorsqu'elles sont adjointes l'une à l'autre, leurs limitations se réduisent en très grande partie et ces deux modalités se complètent avantageusement.

1.2.1 Avantages et inconvénients de la TEP

L'imagerie TEP est une modalité métabolique et fonctionnelle en ce sens qu'elle permet l'investigation des processus moléculaires et biochimiques *in vivo*. Il ne s'agit pas d'une modalité anatomique comme la radiographie ou la tomodensitométrie. Avec des traceurs non spécifiques comme le ^{18}F -FDG ou des traceurs osseux comme le ^{18}F , on peut avoir une idée de l'anatomie du sujet, mais plus le traceur devient spécifique (par exemple le ^{18}F -FES) moins ces repères sont évidents puisque la biodistribution se limite à quelques organes ou tissus cibles. Comme la plupart des modalités d'imagerie moléculaire non invasive, la TEP fournit des conditions contrôlées où le suivi du même animal peut être réalisé sur une longue période de manière répétitive et reproductible (LECOMTE, 2004) (IWATA, 2000).

La TEP offre une très grande sensibilité permettant de faire des mesures quantitatives même pour de très faibles concentrations de traceur situé profondément dans les tissus (de l'ordre de la picomole) (CHATZIOANNOU, 2005). Plusieurs traceurs TEP sont fabriqués à partir d'isotopes d'atomes biologiquement significatifs, utilisables et substitutifs. Le carbone en est un bon exemple. En substituant directement dans la molécule d'intérêt un atome de carbone stable par un atome de carbone émetteur de positrons (comme par exemple le carbone ^{11}C), on permet à ces petites biomolécules (médicaments, ligands, récepteurs,...) d'être marquées sans que leurs propriétés biochimiques ne soient modifiées (CHERRY, 2004).

Les traceurs TEP peuvent aussi fonctionner par substitution analogue dans lequel cas des modifications chimiques intentionnelles sont imposées aux biomolécules actives afin d'isoler certaines voies métaboliques spécifiques ou pour causer l'emprisonnement spécifique du radiotraceur dans la cellule. Cette technique permet

d'utiliser certains isotopes émetteurs de positrons dont les atomes ne se retrouvent pas naturellement dans les molécules biologiques (comme le cuivre ^{64}Cu , par exemple) mais qui possèdent des propriétés intéressantes pour l'imagerie. De plus, les radiotraceurs développés pour l'imagerie moléculaire animale sont habituellement facilement transférables vers l'imagerie clinique puisque le rayonnement entraîné par l'annihilation des positrons (photons de 511 keV) est suffisamment pénétrant pour traverser le corps humain.

Le principal désavantage de la TEP (outre sa quasi absence de repères anatomiques) est sa résolution spatiale limitée due au compromis entre la faible dose de radioactivité injectée au sujet et la grosseur des détecteurs. Certains phénomènes fondamentaux, comme la portée du positron (DERENZO, 1979) (LEVIN, 1999) et la non-colinéarité de l'émission des photons d'annihilation, contribuent à limiter la résolution spatiale. Cependant, un choix judicieux de géométrie du détecteur et de méthode de décodage permet de l'optimiser (DERENZO, 1993). Pour être en mesure de faire des études d'imagerie moléculaire en TEP, la résolution spatiale volumétrique à atteindre doit être inférieure à 1 mm^3 (KASTIS, 2002) (McELROY, 2002). Quelques groupes sont déjà passés sous la barre du millimètre (TAI, 2003) (JEAVONS, 1999).

1.2.2 Avantages et inconvénients de la TDM

La TDM est une modalité d'imagerie moléculaire anatomique offrant une excellente résolution spatiale pouvant atteindre la dizaine de micromètres ($10 \mu\text{m}$). Cette modalité permet de mesurer directement l'atténuation du rayonnement dans les tissus. De plus, plusieurs agents de contraste courants ont été développés pour la

tomodensitométrie. Tout comme la TEP, la TDM est non invasive et reproductible, mais à savoir si elle est répétitive, cela dépend de la dose imposée au sujet.

La TDM joue un rôle très important en imagerie moléculaire. Les agents de contraste conventionnels non spécifiques offrent le support anatomique haute résolution manquant aux autres modalités d'imagerie très spécifiques comme la TEP et la TEMP (RITMAN, 2002) (PAULUS, 2000). Certains agents de contraste tomodensitométriques peuvent être utilisés pour faire de l'imagerie fonctionnelle, mais ils sont limités par les concentrations nécessaires pour que le signal soit visible. Par exemple, la TDM est impliquée dans l'étude des changements de densité et de perméabilité vasculaires associés à l'angiogenèse et à l'antiangiogenèse thérapeutiques. Elle est la modalité de choix pour étudier les variations de densité osseuse impliquées dans l'ostéoporose et les rhumatismes arthritiques. La tomodensitométrie est aussi employée pour le criblage de phénotypes, étape nécessaire du développement de modèles de souris génétiquement modifiées (PAULUS, 2000a). Cependant, les applications fonctionnelles de la TDM se limitent pratiquement à ces quelques exemples.

Les défis à relever en tomodensitométrie animale (μ TDM) sont nombreux, le principal étant le problème posé par la dose de rayonnement. La dose typique induite sur le petit animal pour une procédure tomodensitométrique standard est de l'ordre de 10 à 50 cGy (PAULUS, 2000) (GOERTZEN, 2002). La valeur LD50/30* chez la souris est de 5.0 à 7.6 Gy (FORD, 2003). On réalise donc qu'une étude TDM peut correspondre jusqu'à 10% de la valeur LD50/30. Comme l'un des principaux intérêts de l'imagerie moléculaire non invasive est de réaliser des études longitudinales sans perturber le

* LD50/30 : correspond à la dose létale devant être donnée à une population donnée pour que 50% des individus aient succombé au bout de 30 jours.

métabolisme de l'animal, l'accumulation de doses aussi importantes pendant plusieurs semaines[†] peut compromettre la santé de l'animal, et par conséquent, les conclusions d'une étude (CHERRY, 2004).

Les effets biologiques de la dose dépendent à la fois de la quantité de radiation reçue et du temps de récupération entre les expositions. Les effets causés seront influencés par la quantité de dommages à long terme, par la stimulation des mécanismes de réparation de l'ADN, par la toxicité des radicaux libres formés, par l'intensité de la réponse immunitaire de l'animal et par l'apoptose[‡] (FEINENDEGEN, 2001). Les effets de stimulation du système de réparation de l'ADN suite à une irradiation peuvent apparaître à des doses variant de 10 à 50 cGy (correspondant aux doses typiques des scans μ TDM) et peuvent perdurer de quelques heures à quelques semaines. À des doses aussi basses que 1 cGy, la réduction de volumes tumoraux dans des modèles de lymphomes chez la souris a été démontrée (BHATTACHARJEE, 2001).

Afin de réduire la dose, des compromis devront être considérés du côté de l'instrumentation tomодensitométrique. L'amélioration de l'efficacité des détecteurs, l'optimisation du spectre émis par le tube à rayons-X et l'ajustement de la forme des scanners en sont quelques exemples. Il va s'en dire qu'une certaine détérioration de la résolution spatiale devra être tolérée pour réduire la dose d'un ordre de grandeur (CHERRY, 2004). Il faut préciser que les images qui ont été obtenues à très haute résolution chez la souris (comme celle présentée à la Figure 1-1) sont réalisées avec des animaux décédés ayant été exposés pendant plusieurs heures. En aucun cas il ne s'agit d'images moléculaires de processus biologiques se déroulant chez des animaux vivants. De plus, les artéfacts de mouvement causés par les battements cardiaques, la respiration de l'animal ou même les mouvements péristaltiques empêchent de toute

[†] Certaines études nécessitent de 8 à 12 scans par animal.

façon l'obtention d'une résolution spatiale aussi précise chez des sujets vivants (RITMAN, 2002).



Figure 1-1 : Exemple d'une image tomodensitométrique de souris.

* Apoptose : synonyme de mort cellulaire programmée.

1.2.3 Intérêt de la TEP/TDM

Comme nous venons de le voir, la TEP est une modalité d'imagerie fonctionnelle et moléculaire très sensible, mais dont la résolution spatiale n'est pas aussi élevée que celle offerte par la TDM. L'information obtenue est souvent ambiguë (localisation imprécise de la source d'activité, difficulté d'identification de l'organe ou du tissu cible, quantification inexacte, ...) lorsqu'elle n'est pas appuyée par une localisation anatomique précise comme celle offerte par la TDM ou l'IRM. Cette contrainte est d'autant plus importante lorsqu'un modèle animal (rat ou souris) est étudié puisque la résolution spatiale volumétrique doit être de 100 à 1000 fois plus élevée qu'avec les scanners classiques utilisés chez l'humain. Les nouveaux systèmes TEP/TDM permettent une corrélation anatomique simultanée (modalité TDM) des images moléculaires acquises (modalité TEP).

Initialement, les efforts se sont concentrés sur le recalage a posteriori des images d'émission TEP avec les images TDM ou IRM obtenues séparément (EUBANK, 1998) (PIETRZYK, 1994). Cette technique est adéquate pour l'imagerie de structures rigides comme le cerveau, mais engendre des problèmes de fusion d'images dans le cas de tissus mous et déformables en raison du déplacement du sujet entre les acquisitions et des variations de géométrie entre les divers appareils d'imagerie. La juxtaposition de deux appareils dans les nouveaux systèmes TEP/TDM (BEYER, 2001) ne solutionne que partiellement ce problème, puisque les mouvements physiologiques naturels comme la respiration ou la progression du bol alimentaire compliquent la fusion des images issues des deux modalités même si les mouvements de plus grande amplitude sont limités (déplacement du patient ou du sujet d'un appareil à un autre) (KINAHAN, 1998) (HASEGAWA, 2002).

Même si la TEP et la TDM ne sont pas encore totalement intégrées l'une à l'autre, elles offrent déjà des avantages non négligeables. La TDM peut servir à faire du repérage anatomique pré-scan afin de bien positionner la caméra pour la procédure TEP. La TDM rehausse l'image TEP et permet une quantification plus précise de la distribution du radiotraceur dans l'organisme du sujet. Elle rend possible les corrections d'atténuation et de volume partiel des images TEP (BEYER, 2001). De plus, la TDM peut fournir un estimé initial pour la reconstruction itérative de l'image TEP.

1.3 Systèmes TEP/TDM pour petits animaux existants

Différents systèmes TEP/TDM, plus ou moins intégrés, destinés au petit animal sont en développement. Nous présentons ici quelques exemples des designs proposés. Il ne s'agit cependant pas d'une revue exhaustive du sujet.

Le *Crump Institute for Molecular Imaging* de l'Université de Californie à Davis (Californie, É.-U.) propose un système coplanaire (GOERTZEN, 2002). Le système épouse une géométrie cubique où deux bancs de détecteurs TEP (LSO + PS-PMT) sont placés en coïncidence et où un détecteur rayons-X et son tube à rayons-X sont disposés à 90° par rapport aux détecteurs TEP (voir Figure 1-2). L'animal est placé à la verticale sur un « lit » rotatif placé au centre du cube. Avec un blindage approprié des détecteurs TEP pour filtrer les rayons-X de plus basse énergie, ce système permet une acquisition simultanée des informations TEP et TDM. Cependant il est impossible de réaliser des acquisitions dynamiques en TEP en raison de l'anneau de détecteurs incomplet.

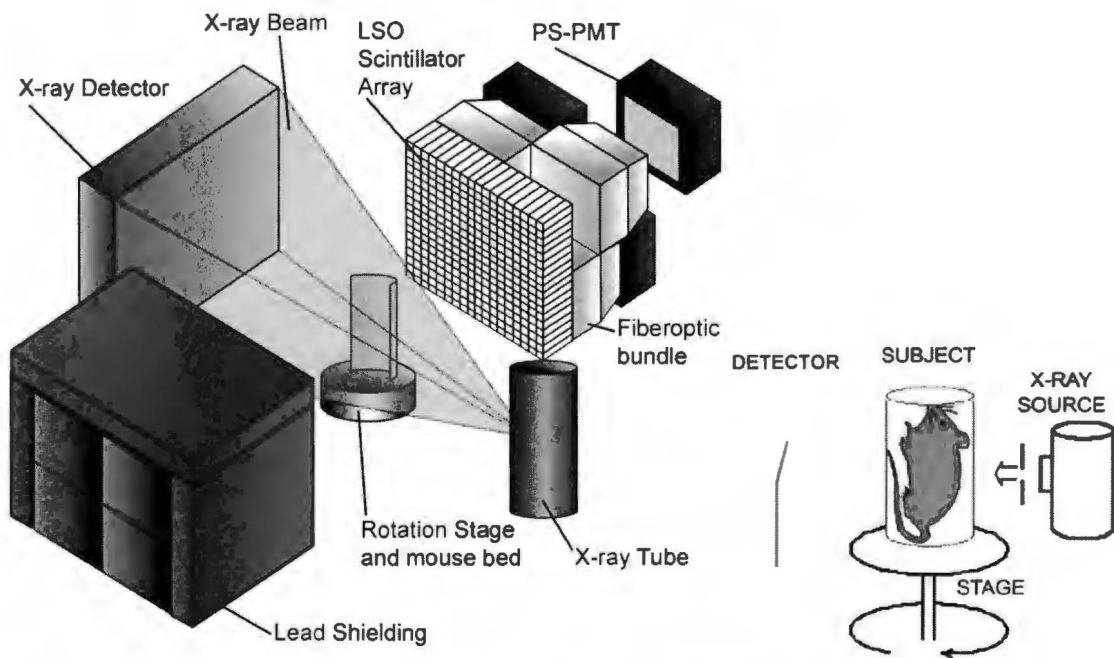


Figure 1-2 : Design du système TEP/TDM du *Crump Institute for Molecular Imaging* de l'Université de Californie à Davis (GOERTZEN, 2002).

Le système développé par le groupe de M. J. J. Vaquero du *Hospital General Universitario Gregorio Marañon* (Madrid, Espagne) repose lui aussi sur une géométrie coplanaire mais où le lit est disposé à l'horizontal cette fois. Une photographie du système peut être vue à la Figure 1-3. Dans ce scanner, c'est tout l'assemblage de détecteurs TEP et TDM en plus du tube à rayons-X qui entre en rotation autour de l'animal. Cette géométrie est mieux adaptée aux études biologiques car l'animal repose dans une position plus naturelle. Cependant, ce système ne permet pas non plus l'acquisition d'images TEP dynamiques en raison de son anneau incomplet.

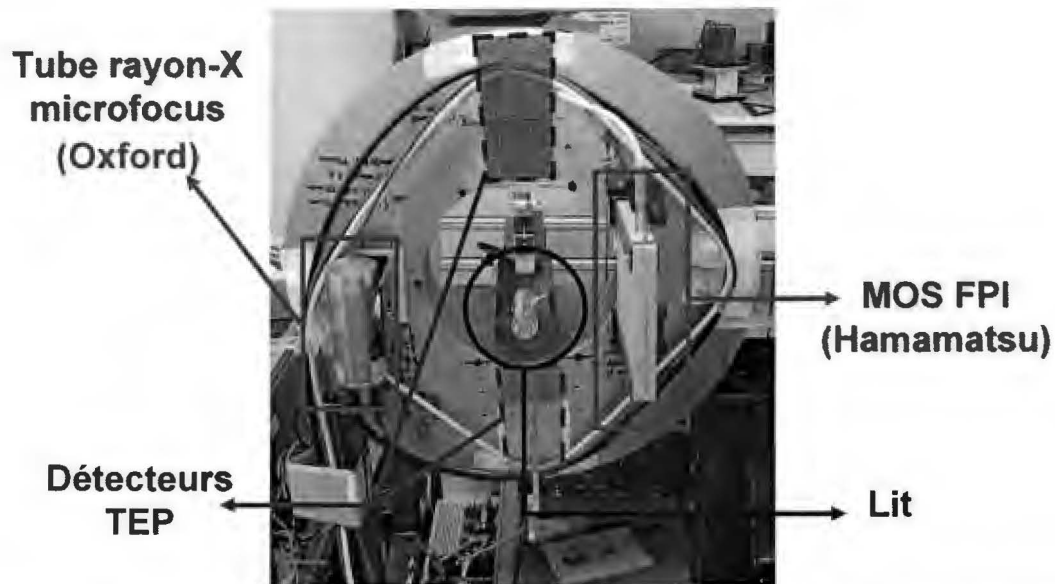


Figure 1-3 : Design du système TEP/TDM *Hospital General Universitario Gregorio Maranon* (Madrid, Espagne).

Le système PIXSCAN, développé par le groupe européen ClearPET sous la direction de M. Christian Morel (CERN, Genève, Suisse), est constitué d'un anneau complet de détecteurs TEP (voir Figure 1-4). De part et d'autre de l'anneau (latéralement et diamétralement), la source de rayons-X et le détecteur à comptage de photons RX XPAD3 se font face et tournent tout autour du sujet qui repose sur un lit horizontal (DELPierre, 2005). Cette géométrie permet la prise d'images TEP et TDM simultanées et dynamiques. Cependant, sa géométrie TDM non-transaxiale complique la reconstruction d'image et conduit, en fait, à des artefacts dans l'image reconstruite dus à des données de projection incomplètes en 3D (VALTON, 2007).

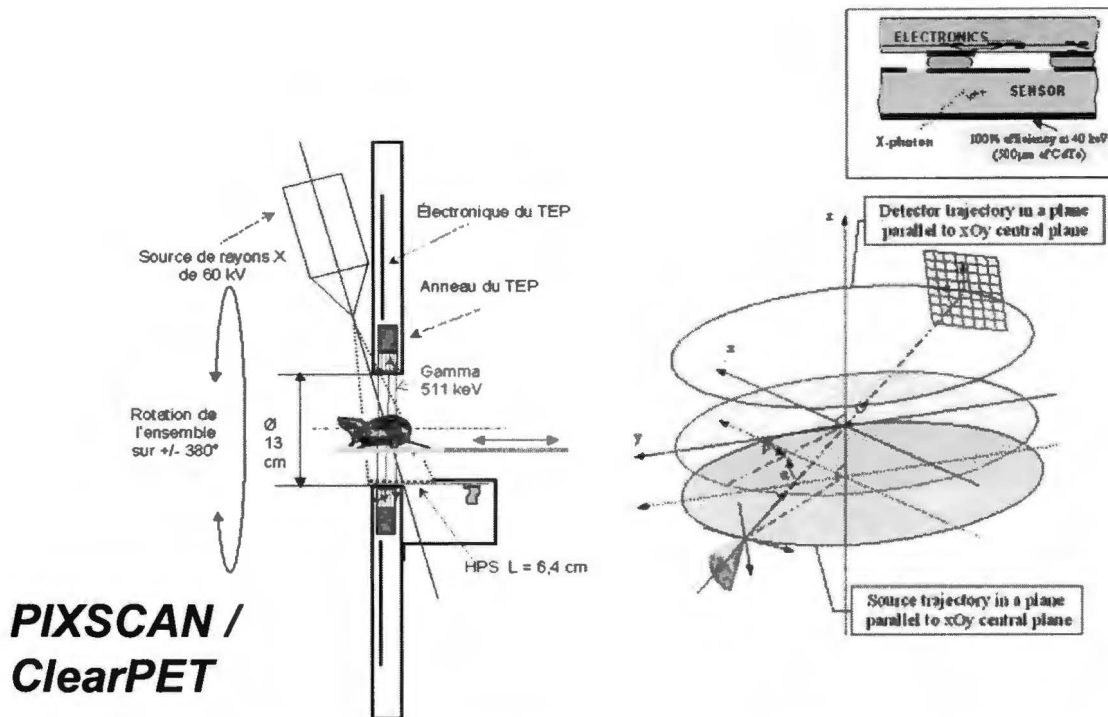


Figure 1-4 : Design du système PIXSCAN développé par leur groupe européen ClearPET (CERN, Genève, Suisse).

Un scanner à configuration concentrique pourrait être une autre solution. Dans ce cas-ci, on introduit de part et d'autre du diamètre interne d'un anneau TEP une source rayons-X microfocus à géométrie conique ou en éventail et un détecteur à rayons-X plan (fait de sélénium ou de silicium passivé) (voir Figure 1-5). Cette configuration permet l'acquisition des images anatomiques et des processus moléculaires de manière dynamique. Elle facilite aussi la reconstruction d'images car les structures sont automatiquement alignées.

Cependant, une telle géométrie apporte son lot de problèmes. Par exemple, l'espace restreint à l'intérieur de l'anneau pose de sérieuses contraintes pour le positionnement de la source et du détecteur à rayons-X et du même coup limite la magnification permettant d'améliorer la résolution spatiale tomодensitométrique.

Comme le détecteur à rayons-X plan est positionné devant les détecteurs TEP, il y aura intercontamination des données provenant de l'une et l'autre des modalités.

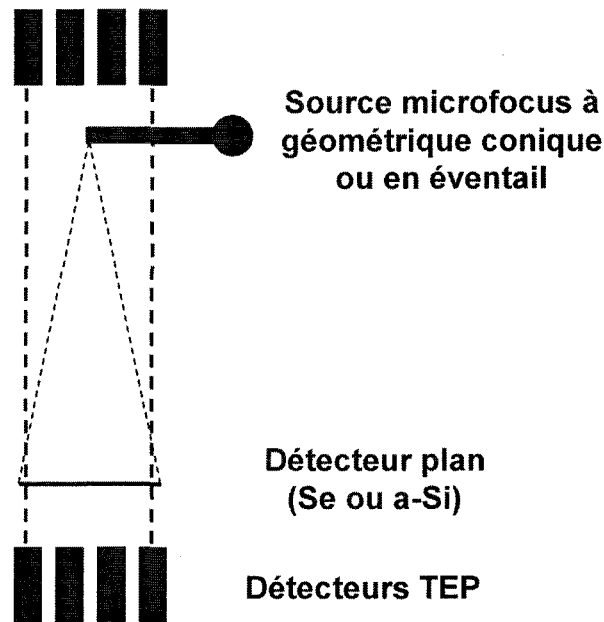


Figure 1-5 : Scanner TEP/TDM à configuration concentrique.

1.4 Vers un scanner TEP/TDM combiné?

Une complète intégration des modalités TEP et TDM commande un système de détection commun. Dans un scanner TEP et TDM combiné, les détecteurs TEP seraient utilisés pour enregistrer l'information tomodensitométrique. L'acquisition des images anatomique et moléculaire serait concurrente, voir même simultanée. La faisabilité de ce concept a déjà été démontrée avec des détecteurs TEP à base de photodiodes avalanches (SAOUDI, 1999a) (BÉRARD, 2005) (BÉRARD, 2007).

La présente thèse a pour but de développer un détecteur à scintillation à base de photodiodes avalanches et d'évaluer ses performances en vue de son intégration dans un scanner bimodal TEP/TDM. Ce type de détecteur est composé de trois éléments principaux : un cristal scintillateur couplé à un photodétecteur le tout enveloppé dans un réflecteur maintenant l'intégrité physique du détecteur tout en maximisant sa collecte de lumière. La structure de cette thèse reflète ces trois grands éléments. Le Chapitre 2 présente le cahier des charges que le détecteur LabTEP/TDM se doit de rencontrer. Le Chapitre 3 fait un compte-rendu des performances de scintillation atteintes par les cristaux proposés pour cette application et présente les raisons appuyant le choix du cristal conservé. Le Chapitre 4 résume les expériences de collecte de lumière essayées avec différents finis de surface et réflecteurs puis fait le point sur l'assemblage retenu. Le Chapitre 5 s'attarde sur les performances du photodétecteur fabriqué spécifiquement pour cette application. Finalement, le Chapitre 6 présente les résultats obtenus avec le détecteur LabTEP/TDM.

Chapitre 2 - Cahier des charges

Un détecteur bimodal TEP/TDM doit concilier à la fois les besoins de l'imagerie TEP et de l'imagerie TDM. Ce détecteur se doit d'avoir un bon pouvoir d'arrêt pour capter les événements de haute énergie en mode TEP tout en ayant un excellent rapport signal à bruit afin de mesurer les rayons X de faible énergie en mode TDM. Il se doit d'être rapide afin d'accommoder le fort flux de rayons X provenant du tube tout en proposant une bonne résolution temporelle en TEP. Il doit aussi présenter une très haute fraction d'empaquetage afin d'assurer une sensibilité maximale en TEP tout en procurant une très haute résolution spatiale pour fournir avec précision l'information anatomique offerte par la TDM.

Les préoccupations derrière la conception des scanners μ TDM (soit obtenir la meilleure résolution spatiale possible, peu importe la dose de rayonnement impliquée) vont à l'encontre de celles motivant le développement de l'imagerie moléculaire (soit l'observation *in vivo* de processus métaboliques et biochimiques dans leur milieu biologique naturel – non perturbé). C'est dans cet esprit que le scanner LabTEP/TDM proposé par le laboratoire LabTEP de l'Université de Sherbrooke a été conçu. Bien qu'ayant une résolution spatiale limitée en TDM, il présente un support anatomique suffisant pour réaliser des études fonctionnelles TEP de haute qualité tout en imposant des doses tout à fait légères à l'animal (~1 mGy) (BÉRARD, 2007). Ces doses s'inscrivent favorablement dans la gamme raisonnable en imagerie moléculaire si on veut limiter les effets délétères et thérapeutiques des radiations sur l'animal étudié de façon répétitive.

2.1 Dimensions et opération du détecteur

Le scanner LabTEP/TDM combiné devrait avoir pour cible une résolution volumétrique de l'ordre du microlitre (~1 µl). La résolution spatiale obtenue en tomodensitométrie devrait être de l'ordre de 500 µm. En TEP, on vise une résolution spatiale reconstruite de l'ordre du millimètre. Afin d'atteindre ces performances, le détecteur LabTEP/TDM doit être formé de pixels mesurant ~ 1.2×1.2 mm².

La démonstration physique qui nous mène à proposer ces dimensions s'expose comme suit. La résolution spatiale obtenue en TDM dépend à la fois de la taille du détecteur, du facteur de magnification créé par le positionnement de la source de rayons X par rapport à l'animal et au détecteur de même que du diamètre du point focal de la source de rayons X. Les dimensions proposées sont obtenues en considérant la petitesse du point focal de la source de rayons X proposée (tube microfocus) et le faible facteur de magnification (< 2) résultant de l'étroitesse de l'anneau de détecteur du scanner LabTEP/TDM.

En TEP, la résolution spatiale s'exprime par l'équation suivante :

$$LMH = 1.2\sqrt{(d/2)^2 + b^2 + (0.0022D)^2 + r^2}$$

où le terme $(d/2)$ représente la résolution spatiale géométrique et le terme b représente un facteur prenant en compte le type de codage employé pour analyser la position des photons de scintillation incidents sur le détecteur. Ces deux facteurs sont intrinsèques à l'architecture du détecteur choisi et offrent une certaine latitude pour améliorer la résolution spatiale. Les deux autres termes (r et $0.0022D$) représentent respectivement la portée du positron dans la matière et la non-colinéarité de

l'émission des deux photons de 511 keV suivant l'annihilation du positron avec l'un des électrons du milieu. Ces deux termes constituent des phénomènes physiques limitant la résolution spatiale sur lesquels nous avons peu de latitude. La résolution spatiale peut toujours être optimisée en diminuant le diamètre de l'anneau de détecteur, permettant de limiter les effets de la non-colinéarité, et en choisissant un isotope émetteur de positrons à courte portée. Cependant, ces facteurs ne peuvent être complètement éliminés, d'autant plus que le diamètre de l'anneau de détecteur se doit d'être suffisamment large afin de satisfaire un animal de la taille d'un rat tout en laissant raisonnablement de place pour l'insertion de la source de rayons X.

À titre d'exemple, un scanner TEP animal possédant un diamètre de 15 cm présentera un facteur de non-colinéarité équivalent à ~ 0.3 mm. Si l'on utilise l'isotope ^{18}F comme radiotraceur (celui-ci ayant une courte portée tout en étant l'un des émetteurs de positrons les plus employés en clinique), on peut considérer une portée de ~ 0.5 mm. Ces limites physiques comptent alors pour 0.7 mm dans la résolution spatiale mesurée avec cet appareil lorsque sommées quadratiquement. Toute détérioration supplémentaire de la résolution spatiale dépend de l'architecture du détecteur.

Pour obtenir la résolution spatiale visée de 1 mm, la contribution due à la géométrie du détecteur et au type de codage choisi ne doit pas dépasser 0.7 mm. Pour y arriver, on peut considérer les deux scénarios suivants : soit l'utilisation d'un détecteur faisant appel à un partage de lumière^s, soit l'utilisation d'un détecteur à

^s Les détecteurs faisant appel au partage de lumière sont composés d'une matrice cristalline couplée à un ou plusieurs photodétecteurs dont le nombre total est inférieur à celui du nombre de pixels inclus dans la matrice cristalline. L'adressage du pixel duquel origine les photons de scintillation est réalisé par un calcul de *centre de gravité* où la lumière provenant de tous les pixels est sommée. Ce type de traitement entraîne une certaine imprécision à l'origine de la dégradation de la résolution spatiale obtenue avec ces détecteurs. Les détecteurs faisant appel à la sommation électronique (processus par lequel la lumière de

couplage individuel^{**}. Dans le premier cas, le codage b contribue pour ~ 0.4 mm, chaque pixel du détecteur devant mesurer moins de 0.8 mm. Dans le deuxième cas, la contribution du codage b est nulle, chaque pixel du détecteur pouvant mesurer jusqu'à ~ 1.2 mm.

En tomographie d'émission par positrons, où la sensibilité est primordiale, des pixels plus grands offrent une meilleure efficacité de détection de même qu'une meilleure fraction d'empaquetage en limitant la surface occupée par le matériel servant à l'assemblage des pixels (colle et réflecteur). Ils permettent aussi une meilleure collecte de lumière en élargissant la taille des fines aiguilles cristallines. Ce facteur est particulièrement critique en TDM car les rayons X de faible énergie créent peu de photons de scintillation, leur collecte devant ainsi être optimisée le plus possible afin de maximiser leur rendement photonique. Ce gain compense pour la perte de résolution spatiale en TDM qu'entraîne ce choix de pixels élargis.

Afin de limiter la dose à l'animal, nous proposons que l'acquisition tomодensitométrique soit réalisée en mode comptage de photons et non pas en mode intégration comme c'est présentement le cas dans la plupart des systèmes TDM. En mode comptage, chaque photon incident sur le détecteur est comptabilisé de manière individuelle, ce qui oblige à limiter le flux de rayons X afin que ceux-ci ne saturent pas le système (*pileup*). Comme le flux est limité, la dose infligée à l'animal est réduite. En mode intégration, le flux de rayons X est intégré dans le temps et l'information pertinente quant à la densité des tissus traversés est contenue dans les variations de ce

scintillation est détectée de manière individuelle pour chaque pixel mais où l'adressage du pixel d'interaction se fait par sommation des signaux) dégradent aussi la résolution spatiale, mais dans une moindre mesure.

^{**} Les détecteurs à couplage individuel sont constitués d'un seul cristal scintillateur auquel est couplé un seul photodétecteur. Ce type de détecteur peut être constitué de matrices de scintillateurs et de photodétecteurs en autant qu'on retrouve le même nombre de pixels dans les deux éléments.

flux autour d'une valeur moyenne. Comme le bruit électronique du détecteur est intégré en même temps que le signal, le flux de rayons X doit d'emblée être suffisamment élevé afin d'offrir un bon rapport signal à bruit, ceci ayant pour conséquence d'augmenter la dose imposée au sujet.

2.2 Détection des photons de haute énergie

Les rayons X et les photons d'annihilation détectés par les modalités TDM et TEP, respectivement, forment des radiations très pénétrantes. Afin de les capter, les détecteurs utilisés doivent posséder à la fois un bon pouvoir d'arrêt, un temps de réponse rapide de même qu'une grande efficacité de conversion. Les modalités de détection des photons de haute énergie peuvent être regroupées en deux catégories : les détecteurs de radiation et les détecteurs à scintillation.

Les *détecteurs de radiation* comme les chambres à gaz multifils (JEAVONS, 1999) ou les détecteurs photoconducteurs (détecteur semiconducteur à dérive^{††}, détecteur silicium micro-segmenté^{‡‡}, détecteur CZT^{§§},...) sont différents des *détecteurs à scintillation* en ce sens qu'ils détectent directement les photons de haute énergie (rayons X ou photons d'annihilation) sans l'assistance d'un cristal scintillateur. Les détecteurs à scintillation quant à eux sont constitués d'un photodétecteur et d'un cristal scintillateur. On définit les photodétecteurs comme des instruments qui convertissent un signal lumineux issu d'un scintillateur en un signal électrique (KNOLL, 2000). La conversion peut être directe (comme dans le cas d'une photodiode PIN, en tenant compte de son efficacité quantique), proportionnelle (comme dans le cas d'une photodiode avalanche ou un tube photomultiplicateur, compte tenu de leur efficacité

^{††} *Semiconductor Drift Detector* (GRAMEGNA, 1995).

^{‡‡} *Microstrip Detectors* (HUBBELING, 1991)

^{§§} *Détecteur $Cd_{(1-x)}Zn_xTe$* (McGREGOR, 1997)

quantique) ou exponentielle (comme dans le cas d'une photodiode avalanche utilisée en mode Geiger).

Les photodétecteurs peuvent être divisés en deux catégories : ceux fabriqués à partir de tubes à vide et ceux fabriqués à partir de matériaux semiconducteurs. Les tubes photomultiplicateurs (simples, hybrides et à anode segmentée^{***}) font partie de la première catégorie. Les photodiodes PIN, les photodiodes avalanches et les photomultiplicateurs silicium^{†††} font partie de la deuxième catégorie.

À quelques rares exceptions près, les *détecteurs de radiation* sont bien peu utilisés en TEP en raison de leur faible sensibilité. Pour la suite de cette discussion, nous nous concentrerons donc sur les détecteurs à scintillation, couramment utilisés en TEP et en TDM.

2.2.1 Types de photodétecteurs disponibles

Il existe un grand nombre de photodétecteurs pouvant être couplés à un cristal afin de former un détecteur à scintillation. Leurs principales caractéristiques sont décrites dans les sections suivantes.

a) Tubes photomultiplicateurs

Les tubes photomultiplicateurs ont été développés il y a plus de cinquante ans. Ils sont fabriqués à l'aide de tubes de verre sous vide dans lesquels sont encastrées la photocathode et la chaîne de dynodes (8 à 12) servant à l'extraction et à la multiplication des photoélectrons. Les photons incidents sur la photocathode, issus de la luminescence du scintillateur, y arrachent des électrons de faible énergie par effet photoélectrique (voir Figure 2-1). Ces électrons, s'ils parviennent à s'extraire de la

^{***} Microchannel Plate Phototubes (MCP)

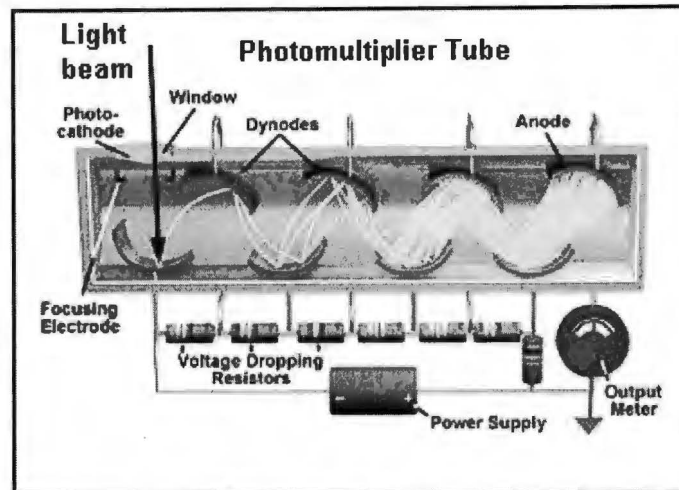


Figure 2-1 : Schéma d'un tube photomultiplicateur (www.nt.ntnu.no/users/floban/).

surface de la photocathode, sont entraînés par le fort champ électrique existant entre la cathode et l'anode du phototube et sont dirigés vers la première dynode. Les électrons entrent en collision avec la surface de cette dynode à grande vitesse, éjectant d'autres électrons qui seront eux aussi entraînés dans le champ électrique vers la prochaine dynode. Ce processus se répète tout le long de la chaîne de dynodes. Cette cascade électronique amplifie le nombre d'électrons, fournissant un gain variant entre 10^6 et 10^{10} , dépendamment du champ électrique à l'intérieur du tube et du nombre de dynodes inclus dans la chaîne (KNOLL, 2000).

Cette multiplication est linéaire ce qui signifie que le signal mesuré est proportionnel au nombre de photons incidents sur la photocathode. La résolution en temps obtenue avec un tube photomultiplicateur est de l'ordre de quelques nanosecondes, le temps de transit des photoélectrons à l'intérieur du tube étant de 20 à 50 ns, dépendamment des modèles. La réponse spectrale des tubes photomultiplicateurs s'étend de 360 à 850 nm, leur maximum variant entre 400 et 500

^{†††} Connus sous différents vocables : SiPM, photodiode avalanche Geiger (G-APD), photodiodes micropixels (MAPD - Micropixel/Microcell avalanche photodiode).

nm en fonction des modèles. Cependant, leur rendement quantique est faible, de l'ordre de 20 à 30%. Il est limité par l'épaisseur et la réflectivité de la fenêtre d'entrée en verre, par les photons incidents qui n'interagissent pas avec la photocathode et par ceux qui interagissent si profondément dans celle-ci que les photoélectrons sont réabsorbés avant d'atteindre sa surface (RENKER, 2004).

De plus, les tubes photomultiplicateurs sont coûteux à produire tout en étant fragiles et très sensibles aux champs magnétiques de même qu'aux variations de température et de tension de polarisation (RENKER, 2002). Par contre, leur bruit est très faible ce qui leur permet d'offrir un rapport signal à bruit inégalé et une très bonne résolution en énergie avec la plupart des scintillateurs.

b) Tubes photomultiplicateurs hybrides

Les tubes photomultiplicateurs hybrides sont un amalgame des tubes photomultiplicateurs standards et des photodétecteurs à semiconducteur. La conversion des photons de scintillation en électrons se produit au niveau de la photocathode tout comme dans un tube traditionnel. Cependant, la chaîne de dynodes est remplacée par un détecteur silicium comme une photodiode PIN (ALBRICHT, 2000). La grande différence de potentiel qui existe entre la photocathode et le détecteur silicium (de l'ordre de 10 à 15 kV) accélère les photoélectrons à grande vitesse et les fait percuter la surface du détecteur silicium avec une énergie variant entre 10 et 15 keV. Pour une énergie incidente de 10 keV, ~2800 paires électrons/trous sont créées dans le silicium, résultant en un gain de 2800 (KNOLL, 2000). Le gain obtenu n'est pas aussi important que celui mesuré avec les tubes photomultiplicateurs standards, mais il est suffisant considérant qu'une amplification subséquente sera fournie par un préamplificateur.

Leur avantage principal par rapport aux tubes standards est leur variance statistique bien moindre en raison de la simplicité du processus de multiplication. Le seul courant mesuré est celui des photoélectrons qui est plusieurs ordres de grandeur inférieur à celui des tubes traditionnels. Comme le processus de multiplication se fait en une seule étape, le gain est beaucoup moins sensible à la tension de polarisation et à la température. La résolution en temps obtenue avec ce type de photodétecteur est de l'ordre de 100 ps.

c) Tubes photomultiplicateurs sensibles à la position

Dans les tubes photomultiplicateurs usuels, la lumière est répartie sur toute la surface de la photocathode. Aucune information n'est conservée sur la position d'interaction des photons incidents. Cependant, il existe différentes architectures de multiplication électronique qui retiennent cette information. Les phototubes à galette de micro-canaux (*microchannel plate multipliers*) sont l'une de celles-là. Chaque interaction photoélectrique sur la cathode est amplifiée le long d'un mince canal avant d'être lue par une anode indépendante ou par une anode résistive sensible à la position (voir Figure 2-2).

Ces détecteurs offrent l'avantage d'être très compacts (comparativement aux tubes photomultiplicateurs conventionnels) tout en étant sensibles à la position (PYALA, 2002) (ANASHIN, 2003). Ils possèdent une très bonne résolution temporelle (~35 ps) et sont insensibles aux champs magnétiques inférieurs à 1.8 Tesla (AKATSU, 2004) (BARNYAKOV, 2007). Leur réponse spectrale est idéale pour les scintillateurs inorganiques, s'étendant de 360 à 850 nm avec un maximum à 420 nm, malgré que leur rendement quantique soit limité (23% au mieux) (BRIZYAEV, 1998) (BARNYAKOV, 1998). Leur bruit provient uniquement de l'émission thermoélectronique de la photocathode et le taux de comptage d'obscurité est de 10^5 cps (BARNYAKOV, 2006).

Schematic Construction and Operating Principle of MCP

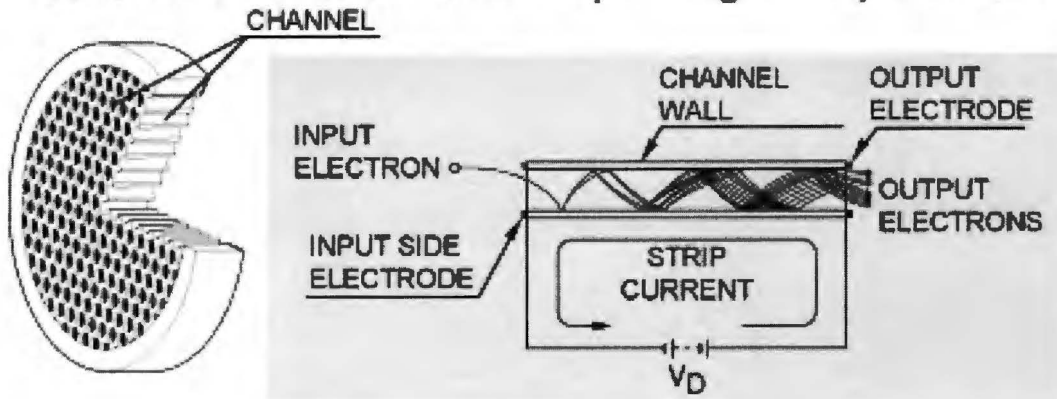


Figure 2-2 : Schéma d'un tube photomultiplicateur à galette de microcanaux (http://satrec.kaist.ac.kr/fims/fims_optics.htm).

Les tubes photomultiplicateurs hybrides peuvent être assemblés de telle sorte à conserver la position d'interaction des photons incidents. En effet, lorsque le détecteur silicium est remplacé par une matrice de silicium sensible à la position, cette information est préservée (D'AMBROSIO, 1994) (BENETTI, 1995). Une anode résistive peut être utilisée si tous les canaux des détecteurs silicium sensibles à la position ne peuvent pas être mesurés individuellement. Ce type de codage détériore la résolution spatiale, cependant (KNOLL, 2000, p.301-302) (YOSHIZAWA, 1997) (KROEGER, 1997).

d) Photodiodes conventionnelles et avalanches

Les photodétecteurs semiconducteurs présentent bien des avantages comparativement aux différents types de tubes photomultiplicateurs. Malgré leur réponse spectrale un peu moins bien adaptée aux scintillateurs inorganiques (500 - 900 nm), leur bruit électronique un peu plus élevé et leur absence de gain pour certains, ils possèdent d'autres qualités qui éclipsent ces inconvénients. Ce type de photodétecteurs offre un rendement quantique de l'ordre de 85% qui diminue à ~70% dans le bleu et autour de 20 à 30% en deçà de 300 nm ce qui demeure tout de même

supérieur aux tubes photomultiplicateurs. Le rendement quantique à ces courtes longueurs d'onde peut être limité par la réflectivité de la fenêtre d'entrée et par l'absorption des photons de scintillation dans la mince couche fortement dopée qui sert d'électrode (RENKER, 2002).

Les photodétecteurs semiconducteurs peuvent être produits de manière automatisée et à faible coût comparativement aux tubes photomultiplicateurs. Leur taille et leur assemblage sont facilement adaptables à l'application à laquelle ils sont destinés. Comme ils n'ont pas besoin d'être opérés sous vide, leur fraction d'emballage est de beaucoup supérieure à celle des phototubes. Ces dispositifs sont insensibles aux champs magnétiques jusqu'à 15 Tesla (RENKER, 2004) et beaucoup moins sensibles aux variations de température et de tension de polarisation que ne le sont les tubes photomultiplicateurs^{††} (FARREL, 1997). Leur tension de polarisation est facilement moitié moindre que celle utilisée avec les phototubes et ils offrent une excellente uniformité du gain sur l'ensemble de leur plage d'opération (FARREL, 1997) (MOSZYŃSKI, 2003).

Pour une description complète des photodiodes conventionnelles (*PIN*), se référer à (SUFFERT, 1992). Les photodiodes *PIN* fonctionnent sur le principe de la création de charges par effet photoélectrique au sein d'un cristal de silicium. Les photons de scintillation issus du cristal ont généralement une énergie de l'ordre de 3 à 4 eV, suffisante pour exciter les électrons du silicium de leur bande de valence à leur bande de conduction. La lumière incidente sur la jonction *pn* crée ainsi des paires électrons/trous (voir Figure 3-3). Des contacts positionnés de part et d'autre du dispositif (anode et cathode) attirent les charges qui sont ensuite collectées et

^{††} Bien que le gain des photodiodes avalanches demeure sensible aux variations de température et de tension de polarisation et ce, d'autant plus qu'on se situe près de la tension de claquage du photodétecteur.

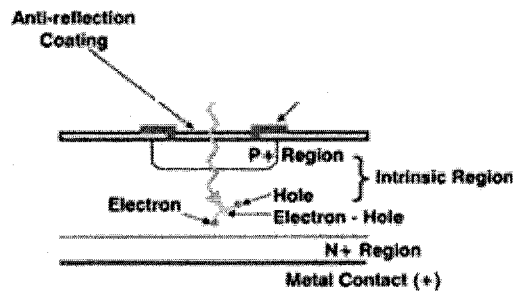


Figure 2-3 : Schéma d'une photodiode PIN (<http://www.fiber-optics.info/glossary-pq.htm>)

mesurées à l'aide d'un préamplificateur de charge. Contrairement aux tubes photomultiplicateurs où les charges créées dans la photocathode peuvent être réabsorbées et perdues, les charges créées dans le silicium voyagent facilement et sont entraînées dans le champ électrique généré par les contacts.

Les photodiodes PIN sont sensibles à une gamme de longueurs d'onde plus étendue que celle des phototubes. Elles sont aussi alimentées à des tensions de polarisation de deux à trois ordres de grandeur inférieurs. Cependant, elles ne possèdent pas de gain interne ce qui limite leur rapport signal à bruit. Plus leur surface est petite, plus leur courant d'obscurité et leur capacité diminuent. Lorsqu'elles sont utilisées en mode courant (comme dans les applications tomodynamométriques conventionnelles), l'addition à haut taux de comptage des photons de scintillation génère un signal suffisamment fort pour éclipser le bruit et offrir de bonnes performances (KNOLL, 2000).

Le bruit mesuré avec les photodiodes conventionnelles provient de deux sources : le bruit série et le bruit parallèle. Le bruit série prend son origine dans l'étage d'entrée du préamplificateur de charge et augmente avec la valeur de la capacité de la photodiode. Avec les dispositifs de petite dimension, cette contribution est négligeable. Le bruit parallèle provient des fluctuations du courant d'obscurité et

augmente avec la taille de la photodiode. Le bruit des photodiodes est supérieur à celui des tubes photomultiplicateurs et ce, d'autant plus que la température est élevée. Le temps de réponse des photodiodes est limité par le temps de collecte des porteurs de charge et vaut habituellement quelques nanosecondes ce qui est beaucoup plus rapide que pour les phototubes. Cependant, la résolution temporelle est limitée par le bruit ce qui avantage ces mêmes phototubes.

Les photodiodes avalanches fonctionnent sous le même principe que les photodiodes conventionnelles à la différence que leur champ électrique au niveau de la jonction pn est de beaucoup supérieur à celui des photodiodes PIN. Les porteurs de charge créés par effet photoélectrique au sein de la jonction sont accélérés à une vitesse telle que lorsqu'ils entrent en collision avec des électrons du cristal de silicium, ils créent de nouveaux porteurs de charge. Cette cascade électronique le long du trajet menant à la collection des porteurs de charge crée un gain proportionnel au nombre de photons de scintillation incidents sur la fenêtre d'entrée de la photodiode avalanche. Ce gain offre un meilleur rapport signal à bruit pour ces photodiodes comparativement aux photodiodes conventionnelles même s'il n'est pas aussi élevé que celui des tubes photomultiplicateurs. Comme leur gain est très sensible à la température et à la tension de polarisation, les photodiodes avalanches doivent être opérées dans des conditions bien contrôlées (KNOLL, 2000).

*** Configuration reach-through ***

Les photodiodes LabTEP/TDM sont fabriquées à partir d'une configuration *reach-through*. Une très bonne description de cette architecture a été présentée par (LECOMTE, 1999). Un schéma de la structure peut être visualisé à la Figure 2-4. La lumière de scintillation pénètre par la mince couche dopée p^+ et interagit dans la région neutre π appelée zone de dérive A qui mesure environ 140 μm d'épaisseur et où

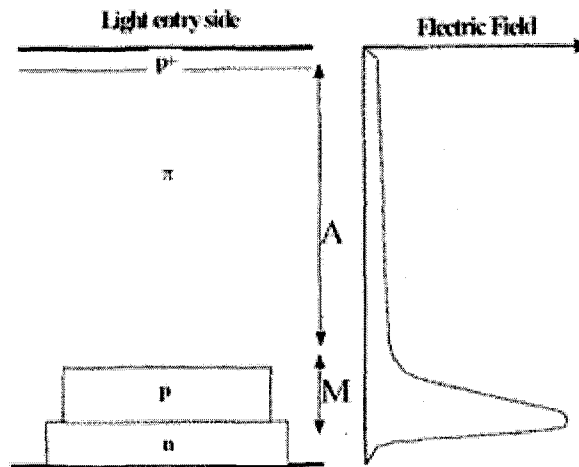


Figure 2-4 : Schéma d'une photodiode avalanche de configuration *reach-through* (EG&G Optoelectronics, 1999).

le champ électrique est faible. Les porteurs de charge sont séparés par ce champ électrique, les électrons étant attirés vers la zone de multiplication *M* où le fort champ électrique qui y réside enclenche le processus d'avalanches qui multipliera le nombre de charges électroniques (EG&G Optoelectronics, 1999) (WEBB, 1974a) (WEBB, 1976) (HAUGER, 1994).

Le rendement quantique des photodiodes avalanches est typiquement de l'ordre de 80% entre 500 et 600 nm, mais diminue sensiblement vers 400 nm. La sensibilité peut être améliorée vers les plus courtes longueurs d'onde en choisissant judicieusement les couches à antireflet déposées sur la fenêtre d'entrée de la photodiode avalanche. Elle peut être aussi augmentée en minimisant l'épaisseur de cette fenêtre d'entrée, les longueurs d'onde bleues étant moins pénétrantes que les plus longues longueurs d'onde rouges.

Les photodiodes avalanches offrent une très bonne résolution temporelle permettant de traiter le signal avec de courtes constantes de temps de mise en forme. Typiquement, la résolution temporelle est de l'ordre de quelques dizaines de

nanosecondes et peut aller jusqu'à quelques nanosecondes. Le temps de transit est autour de 3 ns au sein du dispositif, comparable à celui des photodiodes *PIN* (EG&G Optoelectronics, 1999) (WEBB, 1974).

f) Photomultiplicateurs silicium

Les photomultiplicateurs silicium sont des dispositifs qui ont été développés vers la fin des années 1980 (GASANOV, 1989), mais dont l'intérêt a surtout été démontré depuis deux ou trois ans. On retrouve ces photodétecteurs sous différents vocables tels que photodiode Geiger (*G-APD*), photodiode avalanche micropixel ou microcellule (*Microcell APD* ou *Micropixel APD*), photomultiplicateur silicium (*SiPM*). Cependant, tous ces dispositifs sont basés sur le même principe : une matrice de petites photodiodes avalanches opérées en mode Geiger, assemblées sur un même substrat de silicium et alimentées par la même charge ou tension de polarisation (BINDI, 2007). Chaque microcellule, mesurant typiquement de 20 à 30 μm , fournit un pulse d'une amplitude déterminée lorsqu'une avalanche est déclenchée par un photon de scintillation incident (NIRKOVIĆ, 2007). La densité des microcellules atteint le millier par mm^2 . Chaque décharge est éteinte (*quenched*) à l'aide d'un circuit résistif limitant la durée de la décharge et rendant la microcellule à nouveau prête pour la détection d'un prochain photon incident (ANFINOV, 2007).

Le fonctionnement de ce photodétecteur s'apparente à un système numérique où les microcellules sont soit en attente (*0* ou *off*) ou soit déclenchées (*1* ou *on*). Cependant, sa réponse est analogique en ce sens que la sommation du signal de l'ensemble des microcellules est proportionnelle au nombre de photons incidents sur le photomultiplicateur silicium (BINDI, 2007) (NIRKOVIĆ, 2007) pour une certaine gamme d'amplitude. Le bruit mesuré dans ces dispositifs provient essentiellement des thermoélectrons générés dans la zone d'appauvrissement du détecteur qui déclenchent

une avalanche identique à celle d'un photon. Le bruit se limite donc essentiellement au niveau monophotonique et peut être filtré par un simple seuil de discrimination (HERBERT, 2007).

Ces dispositifs sont très compacts et présentent une sensibilité monophotonique (un seul photon par microcellule). Leur tension de polarisation est faible (20 à 100 V) et leur gain est élevé (10^4 - 10^6) (BINDI, 2007). Ils présentent aussi un faible facteur d'excès de bruit en plus d'être insensibles aux champs magnétiques. Les photomultiplicateurs silicium sont robustes et très peu sensibles au bruit électromagnétique provenant de leur environnement. Ils sont de plus insensibles aux particules ionisantes et au rayonnement cosmique. En plus d'être très rapides, ils ont le potentiel d'un haut rendement quantique malgré l'état des développements actuels et devraient être très peu dispendieux d'ici quelques temps (Lorenz, 2007).

Des exemples de détecteurs à scintillation fabriqués à partir de photomultiplicateurs silicium ont déjà été présentés (HERBERT, 2007), même si les avancées sont très préliminaires et souvent à l'état de concept et de simulation. Bien qu'une compagnie ait commencé la commercialisation de ce produit (Photonique SA - Genève, Suisse), les photomultiplicateurs silicium disponibles sont pour la plupart encore à l'état de prototypes dont les caractéristiques ne sont pas encore stabilisées et dont l'approvisionnement est encore loin d'être assuré. Cependant, ce photodétecteur semble très prometteur et nous suivrons avec grand intérêt son développement dans les prochaines années.

2.2.2 Pourquoi utiliser des photodiodes avalanches?

En TEP animale, où la résolution spatiale et la sensibilité sont primordiales, les photodiodes avalanches sont un atout grâce à leur petite taille et à la faible fraction d'emballage qu'elles permettent. Elles possèdent un haut rendement quantique dans la gamme de longueur d'onde (400 - 500 nm) correspondant à l'émission lumineuse des scintillateurs inorganiques les mieux adaptés à la TEP et à la TDM (LSO, LYSO, LGSO,...). En plus d'être robustes et compactes, elles possèdent un gain interne (contrairement aux photodiodes *PIN*) et une faible tension d'opération (contrairement aux tubes photomultiplicateurs (TPM)). De plus, elles sont insensibles aux champs magnétiques. Toutes ces caractéristiques les rendent particulièrement bien adaptées à la détection de signaux rapides et de faible intensité comme ceux mesurés en TDM.

Cependant, à l'inverse des tubes photomultiplicateurs, leur gain est relativement faible ($\sim 10^2$ comparativement à $10^6 - 10^7$) et dépend à la fois de la température et de la tension de polarisation. De plus, le processus d'amplification crée beaucoup de bruit électronique. Cependant, un traitement numérique des signaux comme celui proposé pour le scanner LabTEP/TDM peut aider à surmonter ces inconvénients (FONTAINE, 2004) (LEROUX, 2003) (LEROUX, 2004)

Plusieurs compagnies fabriquent ce type de photodétecteur telles que Hamamatsu (Shizuoka, Japon), Radiation Monitoring Devices, Inc. (RMD - Watertown, MA, É.-U.) et PerkinElmer Optoelectronics, Inc. (Vaudreuil-Dorion, Québec, Canada), pour en nommer que quelques unes. Hamamatsu et PerkinElmer Optoelectronics sont sans contredit les chefs de file dans le domaine. Nous avons choisi de développer notre détecteur à scintillation LabTEP/TDM à partir des photodiodes avalanches de la compagnie PerkinElmer Optoelectronics puisqu'elles offrent les meilleures

performances sur le marché (se référer au Chapitre 6). De plus, PerkinElmer Optoelectronics est une compagnie québécoise intéressée aux développements technologiques dans le domaine médical et très ouverte aux collaborations université/industrie, ce qui n'est pas le cas de Hamamatsu avec qui la collaboration s'est avérée plus ardue. La photodiode avalanche LabTEP/TDM est un développement conjoint du laboratoire LabTEP et de la compagnie PerkinElmer dont les caractéristiques ont été énoncées de telle sorte à correspondre exactement aux besoins de l'imagerie intégrée TEP/TDM animale.

2.3 Détecteur proposé par le laboratoire LabTEP

Le détecteur LabTEP/TDM proposé pour les applications d'imagerie intégrée TEP/TDM animale est composé d'une matrice de scintillateurs inorganiques et d'une photodiode avalanche à pixels multiples. Il doit être capable de détecter efficacement à la fois le rayonnement X dans la gamme de 30-120 keV adaptée à l'imagerie tomodensitométrie animale et les photons de 511 keV issus de l'annihilation des positrons propres à l'imagerie TEP. Maintenir une grande efficacité de détection sur une plage d'énergie aussi large impose de sérieuses contraintes sur le détecteur et l'électronique de traitement. Afin de mesurer des énergies aussi faibles que 30 keV, le rapport signal à bruit du détecteur et de la chaîne électronique doit être maximisé.

Ainsi le scintillateur doit posséder un très bon pouvoir d'arrêt pour capter les photons d'annihilation (511 keV) tout en étant très rapide, afin de détecter sans paralysie du détecteur l'important flux de rayons-X en TDM. Ceci implique également un couplage individuel entre le cristal et la photodiode avalanche en plus d'un traitement électronique indépendant des signaux (FONTAINE, 2004). On estime qu'un

flux incident d'au moins $\sim 1 \times 10^6$ photons/sec/mm² à la surface des détecteurs est nécessaire pour obtenir une résolution et un contraste suffisants en un temps raisonnable dans les images TDM (FORD, 2003). Pour l'imagerie animale, les cristaux doivent être de très petite taille ($\sim 1.2 \times 1.2$ mm²) afin d'offrir la résolution spatiale nécessaire (~ 1 mm en TEP, < 500 μ m en TDM). Ces fines aiguilles imposent de sérieuses contraintes sur l'assemblage des détecteurs, de même que sur la détection du rayonnement et sur la collecte de lumière. Voilà pourquoi leur longueur ne doit pas dépasser 10 à 12 mm (suffisamment longues pour offrir un bon pouvoir d'arrêt tout en étant suffisamment courtes pour limiter le trajet optique et faciliter la collecte de lumière) et qu'elles seront emballées individuellement dans un réflecteur à haute réflectivité ($< 98\%$).

L'imagerie moléculaire d'animaux aussi petits que la souris peut poser d'importants problèmes de sensibilité en raison de l'activité spécifique des radiotraceurs (HUMES, 1998). Afin de maximiser la détection des événements émis par le sujet, les détecteurs doivent être aussi près que possible les uns des autres afin de ne pas laisser de *trou* sur la circonférence de l'anneau. Voilà pourquoi la matrice cristalline sera disposée en éventail (voir Figure 2-5) : les faces avant des scintillateurs se touchant presque, minimisant ainsi les espaces morts, alors que les faces arrières sont suffisamment dégagées pour offrir une bonne isolation électrique entre les photodiodes avalanches.

Pour maximiser la sensibilité, l'anneau de détection doit aussi être le plus près possible de l'animal pour augmenter l'angle solide du système. Ceci entraîne généralement une dégradation de la résolution spatiale en bordure du champ de l'anneau. Cette dégradation peut-être réduite en utilisant des détecteurs *phoswich*

(pour « *phosphor sandwich* ») afin de mesurer la profondeur d'interaction par discrimination sur la forme des signaux. Ces techniques nécessitent une excellente collecte de lumière et un rapport signal à bruit élevé. Une première version du détecteur sera réalisée avec un assemblage cristallin simple dans le cadre de ce travail, mais nous nous réservons la possibilité d'étudier l'option *phoswich* dans un proche avenir.

Le photodétecteur est un élément critique de ce projet. Afin d'être en mesure de détecter les rayons X de 30 keV, la photodiode avalanche se doit d'offrir un excellent rapport signal à bruit, tâche difficile considérant qu'elle représente la plus importante source de bruit électronique de tout le système LabTEP/TDM. Le Tableau 2-1 regroupe les performances cibles que devrait atteindre la photodiode LabTEP/TDM afin d'être conforme à l'application pour laquelle elle a été conçue.

Tableau 2-1 - Performances cibles devant être atteintes par la photodiode LabTEP/TDM

Paramètres	Performances cibles
Matrice de PDA	32 à 64 pixels
Taille des pixels	$1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$
Zone active	$\sim 1 \times 1 \text{ mm}^2$
Rendement quantique (%)	> 60% à 430 nm
Gain maximum	> 150
Courant de fuite	< 10 nA
Bruit d'obscurité	< $0.25 \text{ pA/Hz}^{1/2}$ à Gain = 100
Tension de polarisation maximale	< 500 V
Capacité	< 12 pF

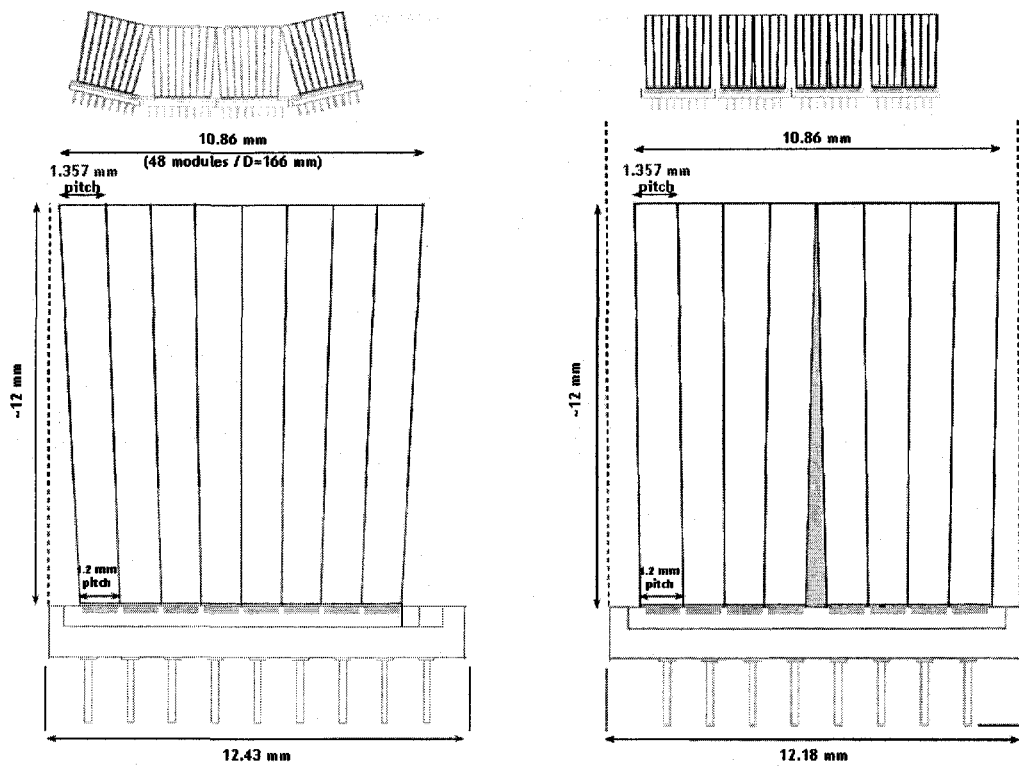


Figure 2-5 : Schéma du détecteur LabTEP/TDM proposé.

Chapitre 3 - Luminescence des scintillateurs

3.1 Caractéristiques d'un bon scintillateur

3.1.1 Scintillateurs destinés à la TEP

Les scintillateurs destinés à la tomographie d'émission par positrons doivent posséder certaines caractéristiques bien définies. Leur constante de temps de scintillation doit être courte (< 100 ns) afin de favoriser la résolution temporelle en coïncidence (ce qui permet de réduire la fenêtre de temps de coïncidence et, par conséquent, le taux d'événements fortuits dans les images), d'accommoder un haut taux de comptage et de limiter le temps mort du système d'acquisition. Il doit posséder un bon rendement lumineux intrinsèque (supérieur à $10\,000$ Ph/MeV⁵⁵⁵). Son pouvoir d'arrêt se doit d'être élevé pour arrêter efficacement le rayonnement de haute énergie émis lors de l'annihilation des positrons (511 keV) ce qui implique que sa densité soit aussi élevée (> 7 g/cm³) (LEMPICKI, 1998). Ces conditions posent de fortes contraintes sur le choix du matériau formant la matrice cristalline et de l'activateur de la luminescence (l'agent dopant).

Par exemple, pour avoir une scintillation rapide, sachant que la constante de scintillation a tendance à être plus courte pour les scintillateurs émettant aux plus courtes longueurs d'onde, on doit viser une émission de la luminescence dans la partie bleue du spectre visible et même l'UV-proche ce qui nécessite le choix d'un matériau isolant présentant un large écart entre sa bande de valence et sa bande de conduction. On impose la contrainte supplémentaire que le cristal doit être transparent à sa propre lumière, restreignant d'autant plus le choix du matériau formant la matrice cristalline.

⁵⁵⁵ Ph/MeV : nombre de photons lumineux générés dans le scintillateur suite à son irradiation

De plus, pour avoir à la fois un bon pouvoir d'arrêt et une résolution spatiale élevée (donc des détecteurs de petite taille), on doit se tourner vers des matériaux ayant un numéro atomique effectif élevé ($Z_{\text{effectif}} > 60$). Pour ce faire, on voudra doper un matériau isolant à large gap avec des atomes lourds (par exemple le lutécium ou le gadolinium) tout en prenant en compte que ce ne sont pas tous les matériaux isolants qui ont une structure cristalline capable d'accommoder les distorsions engendrées par l'introduction de ces gros atomes. Et cela, c'est sans oublier toutes les contraintes techniques entraînées par les procédures de fusion et de croissance de lingots de taille suffisante et en quantité suffisante pour l'application en TEP (LEMPICKI, 1998).

Le choix de l'agent luminescent, qu'il soit extrinsèque (comme le cérium pour le LSO) ou intrinsèque (comme le bismuth pour le BGO) doit être tel qu'il s'incorpore bien à la matrice cristalline hôte (KNOLL, 1989). La désexcitation du centre de luminescence suite à une irradiation doit se faire par transition optique permise afin que la constante de scintillation soit rapide en plus de se produire à une longueur d'onde appropriée. De plus, la forme des bandes d'énergie doit être telle que les désexcitations par transport non radiatif soient minimisées, ce qui pointe ici aussi vers des matériaux isolants à large écart entre les bandes de valence et de conduction. En somme, le cérium Ce^{3+} est l'agent luminescent de choix car sa transition $5d \rightarrow 4f$ remplit toutes ces conditions (LEMPICKI, 1998).

La longueur d'onde d'émission du scintillateur doit être compatible avec la réponse spectrale du photodétecteur auquel il sera couplé (500-900 nm pour les photodiodes avalanches; 350-500 nm pour les tubes photomultiplicateurs). Son indice de réfraction doit s'approcher le plus possible de celui du verre ($n = 1.45$) car la face d'entrée des photodiodes avalanches et des tubes photomultiplicateurs est faite de

par un photon de 1 MeV.

verre. Les composés optiques qui servent à coupler le scintillateur au photodétecteur ont aussi généralement un indice de l'ordre de 1.5. Si l'indice de réfraction du cristal est bien différent de 1.5 (comme pour le BGO $n = 2.16$), le saut d'indice nuira à la propagation de la lumière dans le volume cristallin et de ce fait au rendement lumineux du photodétecteur.

Il est préférable que le cristal ne soit pas hygroscopique afin de faciliter sa manipulation et de simplifier son emballage. Pour limiter les coûts, mieux vaut que la matrice cristalline ne présente pas de plan de clivage. En effet, les dimensions des scintillateurs utilisés en TEP animale sont tellement petites qu'elles imposent de fortes contraintes sur la coupe et le polissage des cristaux et engendrent beaucoup de pertes. Ces contraintes deviennent d'autant plus importantes si le cristal a tendance à cliver facilement.

3.1.2 Scintillateurs destinés à la TDM

En TDM, les qualités d'un bon scintillateur dépendent de la façon dont on opère le détecteur. Dans tous les cas, le rendement lumineux doit être élevé car les basses énergies des rayons-X entraînent un faible ratio signal à bruit. D'un autre côté, comme les rayons-X sont peu pénétrants (comparativement aux photons d'annihilation impliqués en TEP), les contraintes imposées sur la valeur du Z_{effectif} sont moins restrictives.

En tomодensitométrie traditionnelle, les détecteurs fonctionnent en mode intégration où le flot de photons incidents est intégré en continu et où les variations de densité des tissus traversés sont enregistrées comme des variations de courant autour d'une valeur moyenne. Les détecteurs TDM sont formés de scintillateurs inorganiques ou de céramiques couplés à des réseaux bidimensionnels de photodiodes au silicium

sans gain interne. L'utilisation des scintillateurs inorganiques date des premiers temps de cette technologie. Cependant, en raison de leur faible rendement lumineux et du manque d'adaptabilité entre leur longueur d'onde d'émission et la courbe d'efficacité quantique des photodiodes au silicium, les scintillateurs inorganiques tels que le CsI(Tl), le BGO et le CdWO_4 ont fait place aux scintillateurs céramiques polycristallins tels que le $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Pr}$ (UFC) ou le $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ (GOS) (YAMADA, 1989).

Ces scintillateurs céramiques ne possèdent pas de structure cristalline comme les scintillateurs inorganiques. Ils se présentent plutôt sous forme de poudre granuleuse polycristalline. Ils possèdent un très bon rendement photonique (35 000 - 50 000 Phé/MeV comparativement à 20 000 pour le CdWO_4 et 9 000 pour le BGO, mesurés avec un tube photomultiplicateur) en plus d'être très homogènes, facilement malléables et adaptés à la courbe de sensibilité des photodiodes au silicium (EIJK, 2003). De plus, leur réminiscence lumineuse (« *afterglow* ») est minimale après 3 ms, ce qui n'est pas le cas du CsI(Tl). Leurs constantes de temps de scintillation sont très longues comparativement aux scintillateurs utilisés en TEP (~ 3-140 μs), mais compte tenu de leur utilisation en mode d'intégration, cela ne cause pas problème.

Les scintillateurs céramiques avec leur absence de structure sont biréfringents et optiquement anisotropes. La forme hexagonale des grains entraîne qu'une fois compacté, le scintillateur devient translucide et transmet mal la lumière. Comme ce type de scintillateur est habituellement très mince (~ 1.5 mm de UFC est suffisant pour absorber 98% des rayons-X de 120 keV (Hupke, 1999)), ce défaut a peu ou pas d'impact sur les performances du détecteur.

En TDM par comptage de photons, par contre, les scintillateurs céramiques sont tout à fait inadéquats. Au lieu d'intégrer le flux de rayons-X en continu, la TDM par comptage de photons comptabilise de manière indépendante chaque interaction. Pour

ce faire, des scintillateurs très rapides ($\tau \sim 50$ ns ou moins) sont nécessaires afin de minimiser le temps mort du système. On veut tout de même avoir un scintillateur avec un haut rendement photonique, mais le LSO et le LYSO avec leurs $\sim 30\,000$ Phé/MeV**** conviennent très bien.

On en conclut que les scintillateurs inorganiques couramment utilisés en TEP de nos jours (comme le LSO, le LYSO et le LGSO) devraient être adéquats pour des applications de TDM par comptage de photons. Ils offrent la possibilité de concevoir un détecteur bimodal où un même photodétecteur permettrait de réaliser les images moléculaires TEP et les images anatomiques TDM de manière concomitante et/ou simultanée.

3.2 Description des scintillateurs utilisés dans cette étude

Les scintillateurs considérés dans cette étude sont le LSO, le LYSO et le LGSO. Leurs caractéristiques physiques sont résumées au Tableau 3-1. Pour toutes les mesures, les scintillateurs ont été nettoyés dans des bains successifs d'éthanol, d'acétone et de méthanol. Ils ont été frottés vigoureusement avec un coton-tige après chaque bain et par la suite éponnés délicatement avec un papier à lentille (papier absorbant très mince ne laissant pas de charpies à la surface du cristal).

Pour les expériences de spectroscopie UV, de mesure du rendement lumineux intrinsèque des scintillateurs et d'absorbance, les cristaux n'étaient emballés dans aucun réflecteur. Pour les mesures de spectroscopie nucléaire (résolution en énergie et résolution temporelle en coïncidence), au moins six couches de ruban de téflon étaient utilisées afin d'assurer une complète opacité du réflecteur. Tous les scintillateurs étaient couplés optiquement au photodétecteur (photodiode avalanche ou tube

**** Lorsque mesuré avec un tube photomultiplicateur.

photomultiplicateur) à l'aide d'une mince couche de graisse optique, outre les mesures de spectroscopie UV et d'absorbance pour lesquelles cette étape est inutile.

Quatre scintillateurs tirés d'études précédentes LSOref, LSOA, LSOB et BGOref ((LECOMTE, 1998), (SAOUDI, 1999)et (PEPIN, 2001)) ont été étudiés à titre de comparaison. Certains cristaux ont été polis chimiquement au laboratoire pour étudier l'effet du polissage sur leur rendement lumineux et sur leur résolution en énergie.

Tableau 3-1 : Caractéristiques physiques des scintillateurs

	LSO	LYSO	LGSO	LuAP	MLS	LFS ^m	GSO	BGO
Constante de scintillation (ns) (Ratio %)	40 ^a	40	65-75 ^e	11/28/835 (60/26/13) ^j	36-39	38-40	60/600 (87/13)	60/300 (90/10)
Rendement lumineux (PDA) [*]	75	85	45	48 ^j			40	30
Rendement lumineux (TPM) [*]	75	75		38 ^j	65-75	80	20	15
Maximum d'émission (nm) ^b	420	420	~ 415	375	418-420	430	430	480
Indice de réfraction ^b	1.82	1.81	~ 1.8	1.94	1.80- 1.83	1.78	1.8	2.15
Densité (g/cm ³) ^b	7.35	7.19	6.5	8.34	7.3- 7.39	7.25	6.71	7.13
Longueur d'atténuation 1/μ à 511 keV (mm) ^b	12.3	12.6	14.3	10.5	11.4- 11.2	13	15	11.6
Numéro atomique effectif ^b	64	63	58	65	63-65	63	58	73
Probabilité d'interaction photoélectrique à 511 keV (%) ^b	34	~ 28	~ 30	32				44
Hygroscopie ^b	NON	NON	NON	NON	NON	NON	NON	NON
Plans de clivage	NON ^a	NON	OUI selon %Gd ^h	NON ^k	NON ⁱ	NON	OUI	NON
Température de fusion (°C)	2150 ^d	1980 ^d	1950	1960 ^k		1900	1900	1050
Structure cristalline	C2/c ^c	C2/c ^c	C2/c - P2 ₁ /c ^g	C _s /D _{2h} ^l	C2/c ⁱ	C2/c	P2 ₁ /c	C

^{*} Exprimé considérant que le NaI(Tl) offre un rendement lumineux équivalent à 100%.

^a (NAUD, 1996)

^b (PEPIN, 2001) (PEPIN, 2004)

^c (SUZUKI, 1992)

- ^d (COOKE, 2000)
- ^e (KURATA, 2006)
- ^f (SHIMIZU, 2006)
- ^g (LOUTTS, 1994)
- ^h (SUZUKI, 1994)
- ⁱ (BREVET MLS, 2001)
- ^j (LEMPICKI, 1995) (LEMPICKI, 1996)
- ^k (MOSES, 1995)
- ^l (SHAH, 1996)
- ^m Feuille signalitique fournie par la compagnie Zecotek Medical Systems Inc en 2004.

3.2.1 Orthosilicate de lutécium (LSO)

Le LSO est le scintillateur qui a amené la tomographie d'émission par positrons animale au degré de développement qu'elle connaît aujourd'hui. Depuis sa découverte en 1992 par l'équipe de M. Charles Melcher chez Schlumberger-Doll Research (Ridgefield, Connecticut, É.-U) (MELCHER, 1992), le LSO a amélioré ses caractéristiques de scintillation déjà très avantageuses jusqu'à devenir le scintillateur de choix. Les lingots de cet orthosilicate de lutécium sont fabriqués par la méthode Czochralski à partir des matériaux suivant : Lu_2O_3 , SiO_2 et CeO_2 , mélangés en respectant la composition stœchiométrique du cristal. Ils sont dopés avec des atomes de cérium, ceux-ci agissant comme agent luminescent. Ils présentent un rendement lumineux très avantageux (85% NaI(Tl)) tout en émettant leur lumière sur une gamme de longueur d'onde bien adaptée à la sensibilité des tubes photomultiplicateurs et acceptable pour les photodiodes avalanches (400-600 nm avec un maximum centré à 425 nm).

La structure monoclinique C2/c du LSO est identique à celle de l'orthosilicate d'yttrium (YSO) (SUZUKI, 1992). L'atome de terre rare Lu occupe deux sites différents à l'intérieure de la structure cristalline - possédant 6 et 7 liaisons avec des atomes d'oxygène, respectivement. Comme tous les orthosilicates de terres rares dopés au cérium, le LSO présente deux mécanismes d'émission auxquels sont associés des constantes de temps d'émission propre (12 ns pour Ce1 et 40 ns pour Ce2) (NAUD, 1996).

Le LSO possède un très bon pouvoir d'arrêt grâce à sa haute densité (7.35 g/cm^3) et son numéro atomique effectif élevé (64) légèrement inférieur à celui du BGO (73). L'indice de réfraction du LSO (1.82), bien qu'éloigné du verre (1.45) composant la fenêtre des tubes photomultiplicateurs ou la face d'entrée des photodiodes

avalanches, est déjà mieux adapté que celui du BGO (2.15). Ce scintillateur est non hygroscopique (contrairement au NaI(Tl)) et ne présente pas de plans de clivages.

Les échantillons que nous avons testés au cours de cette étude proviennent tous de la compagnie CTI, Inc. (Knoxville, Tennessee, É.-U.) et ont été gracieusement offerts par M. Charles Melcher. Ces échantillons ont été reçus peu à peu sur une période de 10 ans et témoignent de l'évolution des performances de ce scintillateur. L'ensemble des échantillons avec leurs dimensions et leur état de surface sont résumés au Tableau 3-2. Le cristal LSOref est le plus vieux que nous possédions au laboratoire. Il représente le LSO du milieu des années 1990 (acquis en 1996) et est notre cristal de référence. Les LSO A et B ont été reçus en 2000 tandis que la série des LSOp et LSOg date de 2002. Finalement, les plus récents LSO que nous ayons étudiés nous ont été envoyés en décembre 2005 (LSO 2006 - lot 865-218-2708).

Tableau 3-2 : Caractéristiques physiques des échantillons de LSO

Cristaux	Composition	Dimensions (mm ³)	État de surface	Année
LSOref	Lu ₂ SiO ₅ :Ce	4×4×10	Polissage mécanique	1996
LSOA	Lu ₂ SiO ₅ :Ce	4×4×10	Non poli / polissage chimique	2000
LSOB	Lu ₂ SiO ₅ :Ce	4×4×10	Non poli / polissage chimique	2000
LSOg (#1-5)	Lu ₂ SiO ₅ :Ce	4×4×10	Non poli / polissage chimique	2002
LSOg (#6-10)	Lu ₂ SiO ₅ :Ce	4×4×4	Non poli / polissage chimique	2002
LSOp (#1-10)	Lu ₂ SiO ₅ :Ce	2×2×10	Non poli / polissage chimique	2002
863-218-2708 #1	Lu ₂ SiO ₅ :Ce	3×3×3	Polissage mécanique	2006
863-218-2708 #2	Lu ₂ SiO ₅ :Ce	3×3×3	Polissage mécanique	2006

3.2.2 Orthosilicate de lutécium-yttrium (LYSO)

Le LYSO est une variante du LSO dans lequel une certaine proportion des atomes de lutécium est remplacée par des atomes d'yttrium. En raison de leurs rayons atomiques très semblables (0.85 Å pour Lu et 0.89 Å pour Y) (LEMPICKI, 1995), la substitution d'atomes de lutécium par des atomes d'yttrium ne modifie pratiquement pas la structure cristalline. Découvert en avril 1997 (CHAI, 2000), ce scintillateur a été développé par la compagnie Crystal Photonics, Inc (Sanford, Floride, É.-U.) (KIMBLE, 2002). Cette découverte a mené en litige la compagnie CPI et l'Université de Californie à Los Alamos au début des années 2000, ces derniers réclamant la paternité du scintillateur (BREVET LYSO, 2001). Les cristaux d'orthosilicate de lutécium-yttrium ($\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{SiO}_5:\text{Ce}$) sont un amalgame entre les cristaux de LSO et de YSO. Ils sont fabriqués par la méthode Czochralski à partir des matériaux suivant : Y_2O_3 , Lu_2O_3 , SiO_2 et CeO_2 , mélangés en respectant la composition stœchiométrique du cristal (PIDOL, 2004). Ils offrent un rendement lumineux comparable ou supérieur à celui du LSO, en fonction de la concentration en yttrium. La constante de temps de scintillation du LYSO est aussi influencée par la concentration en yttrium, variant entre 40 (5% Y) et 55 ns (60% Y). Comme le matériel de départ Y_2O_3 est beaucoup moins dispendieux que le Lu_2O_3 et que son point de fusion est plus faible (1980°C par rapport à 2150°C), le développement du LYSO devient une alternative économique au LSO (COOKE, 2000).

Tout comme le LSO, le LYSO possède une structure cristalline monoclinique C2/c et ce, peu importe sa concentration en yttrium. Comme la constante de temps de scintillation et le numéro atomique effectif du LYSO est inversement proportionnel à sa concentration en yttrium, mieux vaut ne pas dépasser 60% d'yttrium afin de conserver un cristal rapide qui a un bon pouvoir d'arrêt. Le LYSO présente l'insigne avantage d'être libre de toute restriction en ce qui a trait à la commercialisation destinée à des applications d'imagerie médicale, contrairement au LSO.

Le LYSO possède un pouvoir d'arrêt moindre que le LSO en raison de son numéro atomique effectif plus faible (variant entre 53 (60%Y) et 63 (5%Y)) et de sa densité légèrement inférieure (7.19 g/cm^3). Cependant, son rendement lumineux est jusqu'à 20% supérieur au LSO, atteignant environ 85% du NaI(Tl) (PHOTONIC MATERIALS, 2000). L'indice de réfraction du LYSO est 1.81. Ce scintillateur n'est pas hygroscopique et ne présente pas de plans de clivage.

Trois variétés de LYSO ont été étudiées au cours de ce travail : la première à 60% d'yttrium ($\text{Lu}_{0.8}\text{Y}_{1.2}\text{SiO}_5\text{:Ce}$), la deuxième à 6% d'yttrium ($\text{Lu}_{1.88}\text{Y}_{0.12}\text{SiO}_5\text{:Ce}$) et la dernière à 5% d'yttrium ($\text{Lu}_{1.9}\text{Y}_{0.1}\text{SiO}_5\text{:Ce}$). Le LYSO (60%Y) a été généreusement offert par M. Charles Melcher de la compagnie CTI, Inc. (Knoxville, Tennessee, É.-U.) en 2002. Vingt échantillons ont été étudiés dont les différentes caractéristiques d'état de surface et de dimension sont résumées au Tableau 3-3. Trois échantillons de LYSO (6%) ont été offerts par M. Jean-Luc Lefaucœur de la défunte compagnie Photonic Materials, Ltd. (Écosse, R.-U.) en 2003. Finalement, quatre exemplaires de LYSO (5%Y) ont été fournis par M. Toshinori Takeyama de la compagnie Marubeni (Long Plains, New Jersey, É.-U.). Cette dernière variété de LYSO, qui est en fait produite par la compagnie Crystal Photonics, Inc. (Sanford, Floride, É.-U.), est présentement utilisée dans le scanner TEP pour petits animaux LabPET™ commercialisé par Gamma Medical Ideas Canada (Sherbrooke, Québec, Canada).

Tableau 3-3 : Caractéristiques physiques des échantillons de LYSO

Cristaux	Composition	Dimensions (mm ³)	État de surface	Année
13875-2,6	Lu _{1.88} Y _{0.12} SiO ₅ :Ce	2×2×10	Polissage mécanique	2003
LYSOg (#1-5)	Lu _{0.8} Y _{1.2} SiO ₅ :Ce	4×4×4	Non poli / polissage chimique	2002
LYSOg (#6-10)	Lu _{0.8} Y _{1.2} SiO ₅ :Ce	4×4×10	Non poli / polissage chimique	2002
LYSOp (#1-10)	Lu _{0.8} Y _{1.2} SiO ₅ :Ce	2×2×10	Non poli / polissage chimique	2002
LYSO LabPET™ #1-3	Lu _{1.9} Y _{0.1} SiO ₅ :Ce	2×2×15	Polissage mécanique	2006

3.2.3 Orthosilicate de lutécium-gadolinium

Le LGSO est une autre variante du LSO qui a été produite pour la première fois en 1993 (AKIYAMA, 1993) par la compagnie nipponne Hitachi Chemicals (Tokyo, Japon). Les cristaux de LGSO (Lu_{2(1-x)}Gd_{2x}SiO₅:Ce) sont produits à partir des matériaux suivants : Gd₂O₃, Lu₂O₃, SiO₂ et CeO₂, mélangés en respectant la composition stœchiométrique du cristal. Tout comme dans le cas du LYSO, le matériel de départ Gd₂O₃ est beaucoup plus économique que le Lu₂O₃ et possède un point de fusion moins élevé (1950°C) (PIDOL, 2003). L'orthosilicate de lutécium-gadolinium est lui aussi dopé avec des atomes de cérium qui agissent comme agent luminescent. Son rendement lumineux se situe entre celui du GSO (40% NaI(Tl)) et celui du LSO et il est fortement influencé par la proportion relative des atomes de lutécium et de gadolinium dans sa composition chimique. Malgré une constante de scintillation un peu plus lente que celle du LSO (65-85 ns comparativement à 40 ns) et un rendement lumineux moindre, le LGSO offre un point de fusion et un bruit de fond radioactif (engendré par sa radiation naturelle du ¹⁷⁶Lu - abondance naturelle de 2.6%^{††††}) moins élevés en raison de la proportion moindre de lutécium dans la composition du cristal. Ceci entraîne aussi

un coût de production moins élevé pour le LGSO, le matériel Lu_2O_3 étant l'élément le plus dispendieux entrant dans la composition du cristal. De plus, la présence de gadolinium à l'intérieur du réseau cristallin améliorerait l'uniformité de la concentration de cérium à l'intérieur du lingot en raison de son rayon atomique plus grand que celui du lutécium (KURATA, 2006).

Le LGSO est un amalgame de GSO et de LSO. Dépendamment de sa composition, il peut présenter deux types de structures cristallines : $P2_1/c$ comme le GSO et $C2/c$ comme le LSO (SHIMIZU, 2006). La transition se produirait alors que le ratio entre la concentration du Lu et celle du Gd augmente dans le cristal passant de $P2_1/c$ à $C2/c$ lorsque x passe de 0.1 à 0.5 dans $\text{Lu}_{2(1-x)}\text{Gd}_{2x}\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (LOUTTS, 1997). Lorsque le cristal est dans sa structure monoclinique $P2_1/c$, il possède des plans de clivage et présente de longues constantes de temps de scintillation comme le GSO (SUZUKI, 1994). Lorsqu'il se présente dans sa structure monoclinique $C2/c$, les plans de clivage disparaissent et son rendement lumineux augmente au détriment de sa densité qui diminue.

Dr S. Shimizu et ses collègues (SHIMIZU, 2006) ont aussi remarqué qu'à haute concentration de cérium (1.5 à 2.0 mol%), le cristal présente une nette coloration jaune due à la présence résiduelle d'atomes Ce^{+4} . Tout comme pour le GSO, la lumière du LGSO est émise suite à la désexcitation du Ce^{+3} par la transition dipolaire entre l'état excité 5d et le niveau fondamental découplé 4f (couplage spin-orbite). Cependant, en plus du Ce^{+3} , il se peut qu'une certaine quantité d'atomes de cérium en conformation Ce^{+4} , issus du matériel de départ CeO_2 (Ce^{+4}), demeure présente dans la matrice cristalline (USUI, 2006). En principe, tous les atomes en conformation Ce^{+4} devraient avoir été désoxydés en conformation Ce^{+3} par le processus de fusion menant

††† L'isotope ^{176}Lu se désintègre en ^{176}Hf en émettant une particule beta de 425 keV suivi par

à la fabrication du lingot de LGSO, mais une petite partie peut rester - surtout au centre du lingot. Ces atomes en conformation Ce^{+4} ne peuvent pas générer de luminescence et possèdent un spectre d'absorbance qui nuit à la transmission de la lumière de scintillation des atomes Ce^{+3} . En diminuant de la sorte le rendement lumineux, les atomes Ce^{+4} affectent les caractéristiques de scintillation du LSO comme la résolution en énergie et les constantes de scintillation. Cette coloration peut être éliminée par un recuit (« annealing ») des cristaux sous atmosphère d'azote. Dr T. Usui et ses collègues (USUI, 2007) ont démontré qu'un recuit du lingot n'était pas efficace et qu'il fallait plutôt recuire des échantillons de cristal beaucoup plus petits. Cette procédure aurait pour effet d'augmenter le rendement lumineux du scintillateur, d'améliorer sa résolution en énergie et de diminuer sa réminiscence (*afterglow*). Cependant, elle rallongerait du même coup les constantes de temps de scintillation du LGSO tout en diminuant la fraction de la composante lente ce qui, tout bien considéré, est un avantage (SHIMIZU, 2006).

Même si le lutécium est plus lourd que le gadolinium, la densité du LGSO (6.5 g/cm^3) est légèrement plus faible que celle du GSO (6.71 g/cm^3). Ceci s'explique par la structure monoclinique $C2/c$ du LGSO dont le pas de la matrice cristalline est plus grand que celui du GSO ($P2_1/c$). Cependant, comme le numéro atomique effectif du LGSO (60) est légèrement supérieur à celui du GSO (58), leur pouvoir d'arrêt pour les photons d'annihilation de 511 keV est presque identique (SHIMIZU, 2006).

Les échantillons de LGSO étudiés ont tous été gracieusement offerts par M. Toshinori Takeyama au nom de la compagnie Hitachi Chemicals, mis à part les échantillons LGSO 2001 qui ont été fournis par Dr Michael Green du National Institutes of Health (Bethesda, Maryland, É.-U.). Les principales caractéristiques physiques de

une cascade de rayonnement gamma de 401 keV, 307 keV, 202 keV et 88 keV (BLUM, 1995).

ces échantillons sont résumées au Tableau 3-4. Il est à noter que les échantillons du lot K1-063 ont été chauffés à haute température (1200-1500°C) sous atmosphère de N₂ pendant 24 heures. Cette procédure, appelée recuit ou « annealing », a pour but d'éliminer leur coloration jaune, ce qui augmente leur rendement lumineux en diminuant leur auto absorption, mais qui a aussi tendance à ralentir leur constante de temps d'émission. Les lots K1-071, K1-063 avec recuit et S4-206 sont présentement utilisés dans le scanner TEP pour petits animaux LabPET™.

Tableau 3-4 : Caractéristiques physiques des échantillons de LGSO

Cristaux	Composition	Taille (mm ³)	État de surface	τ / Ratio (ns / %)	Année
S4-206	Lu _{0.4} Gd _{1.6} SiO ₅ :Ce _{0.02}	2×2×15	Polissage chimique bon	85-89 80-86/14-20	2007
S4-196	Lu _{0.4} Gd _{1.6} SiO ₅ :Ce _{0.02}	2×2×15	Polissage chimique bon	51-54/124-128 62-89/11-38	2006
S4-195-10	Lu _{1.8} Gd _{0.2} SiO ₅ :Ce _{0.003}	2×2×15	Polissage chimique bon	41 100	2006
K1-071	Lu _{0.4} Gd _{1.6} SiO ₅ : Ce _{0.02}	2×2×15	Polissage chimique bon	71 91/9	2006
045-2T	Lu _{0.4} Gd _{1.6} SiO ₅ : Ce _{0.017}	2×2×15	Polissage chimique moyen	71 70/30	2006
S3-148	Lu _{0.2} Gd _{1.8} SiO ₅ : Ce _{0.02}	2×2×15	Polissage chimique moyen	52/120 82/18	2006
K1-063	Lu _{0.4} Gd _{1.6} SiO ₅ : Ce _{0.02}	2×2×15	Polissage chimique bon / recuit	75 73/27	2006
		2×2×15	Polissage chimique bon	75 73/27	2006
LGSO 2001 #a-c	Lu _{0.4} Gd _{1.6} SiO ₅ :Ce	2×2×10	Polissage chimique bon		2001

3.3 Performances des scintillateurs inorganiques

Les performances de scintillation des scintillateurs inorganiques sont influencées par différents facteurs. Leur spectre de luminescence, leur rendement lumineux intrinsèque, leur résolution en énergie et leur résolution temporelle en sont les principaux agents.

3.3.1 Émission des scintillateurs par spectroscopie UV

Les scintillateurs utilisés en tomographie d'émission par positrons sont caractérisés par une émission lumineuse tendant vers les courtes longueurs d'onde du spectre visible (350 - 480 nm, dépendamment des cristaux). Comme leur émission lumineuse est de faible intensité, il est indispensable de choisir un photodétecteur dont la réponse est la mieux adaptée possible à l'émission du scintillateur choisi. De plus, certains réflecteurs très performants développés ces dernières années possèdent une longueur d'onde de coupure très nette de telle sorte que leur réflectivité chute abruptement au-delà d'une certaine limite. Si nous voulons les employer dans la conception de détecteurs à scintillation, il est nécessaire de s'assurer de leur compatibilité avec l'émission des cristaux scintillateurs afin de maximiser la collecte de lumière de ces derniers.

Les études de spectroscopie UV, en mettant en évidence le spectre d'émission des scintillateurs et leurs bandes d'excitation, permettent d'obtenir cette information. Les pics d'excitation correspondent aux longueurs d'onde de résonance dont l'énergie est suffisante pour faire passer le scintillateur de son état fondamental à son état excité. Ce sont les longueurs d'onde préférentielles où il est le plus susceptible d'absorber cette énergie, suite à une irradiation par un photon de haute énergie (photon de rayons X ou photon d'annihilation), par exemple. Lors de sa désexcitation,

le cristal retournera à son niveau fondamental en libérant cette énergie sous forme radiative et non radiative. La portion radiative sera émise sous forme de photons lumineux aux longueurs d'onde correspondant au spectre d'émission du scintillateur.

a) Matériel et méthodes

Les spectres d'émission et d'excitation UV ont été obtenus à l'aide d'un spectrofluoromètre Hitachi F2000. La Figure 3-1 présente un schéma du montage utilisé. Lorsque le signal émis par le cristal suite à une irradiation UV sature le détecteur du spectrofluoromètre, des filtres de différentes densités optiques sont employés pour atténuer le signal. Ces atténuateurs sont des diapositives contenant un filtre optique de densité donnée qui atténue le signal de manière supposée uniforme. Le facteur d'atténuation d'une densité optique peut être exprimé comme :

$$D = -\log(I_{transmise}(\lambda)).$$

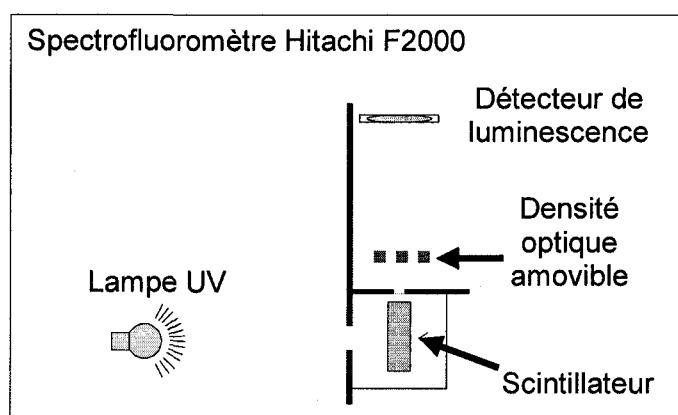


Figure 3-1 : Schéma de montage du spectrofluoromètre Hitachi F-2000 (SAOUDI, 1999).

Ces filtres sont conçus pour être utilisés dans des expériences d'optique (par exemple avec des lasers) à des longueurs d'onde correspondant au vert (~ 550 nm) et/ou au rouge (~ 700 nm) du spectre de lumière visible. Comme on peut le voir à la

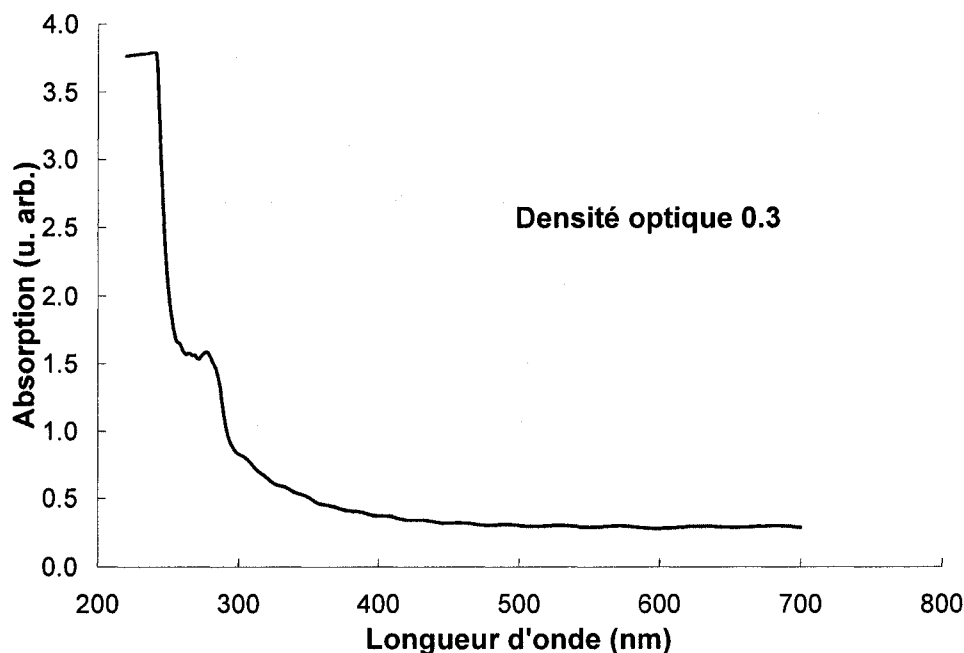


Figure 3-2 : Spectre d'absorption d'un filtre de densité optique de facteur 0.3.

Figure 3-2, l'atténuation du signal sur cet intervalle de longueur d'onde par la densité optique est quasi uniforme. Cependant, dans le violet (~400 nm) et l'ultraviolet léger (~200 nm), la réponse de la densité optique n'est plus du tout constante. Les spectres UV ayant été atténués doivent être corrigés selon le profil du spectre d'absorption de la densité optique afin que les intensités UV mesurées aient le même poids et qu'elles puissent être comparées d'une longueur d'onde à l'autre.

Cette correction se fait à partir du spectre d'absorption de chaque densité optique mesurée à l'aide du spectrophotomètre Hitachi F-2000 (voir la Figure 3-1). Comme on peut le voir sur cet exemple, les longueurs d'onde plus grandes que 400 nm sont atténuées presque quatre fois plus que celle correspondant à ~ 250 nm. Les densités optiques sont identifiées par leur degré d'opacité (par exemple, 0.3, 0.6, 1.0,...).

À partir du spectre d'absorption de la densité optique, on peut calculer

l'amplitude de la lumière transmise au travers du filtre pour chaque longueur d'onde. L'intensité du spectre de transmittance peut ainsi être exprimée par l'équation suivante :

$$(3-1) \quad I_{transmise}(\lambda) = I_o e^{-a(\lambda)L} = 1 - I_{absorbée}(\lambda)$$

où $a(\lambda)$ représente le coefficient d'atténuation de la densité optique en fonction de la longueur d'onde, L symbolise la longueur du parcours de la lumière à travers le filtre et $I_{absorbée}$ correspond à l'intensité du spectre d'absorption pour chaque longueur d'onde. Un exemple de spectre de transmission pour la densité optique 0.3 est présenté à la Figure 3-3.

Suite à l'obtention du spectre de transmission, on peut calculer le facteur

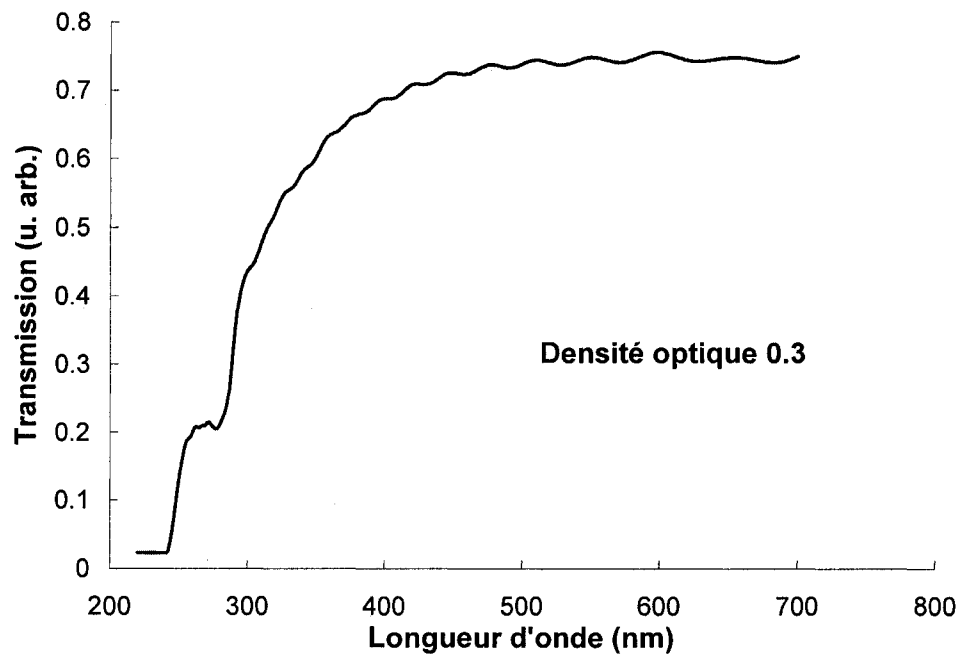


Figure 3-3 : Spectre de transmission d'une densité optique de facteur 0.3.

d'opacité correspondant à chaque longueur d'onde. Ce facteur d'opacité induit par la densité optique peut être écrit comme :

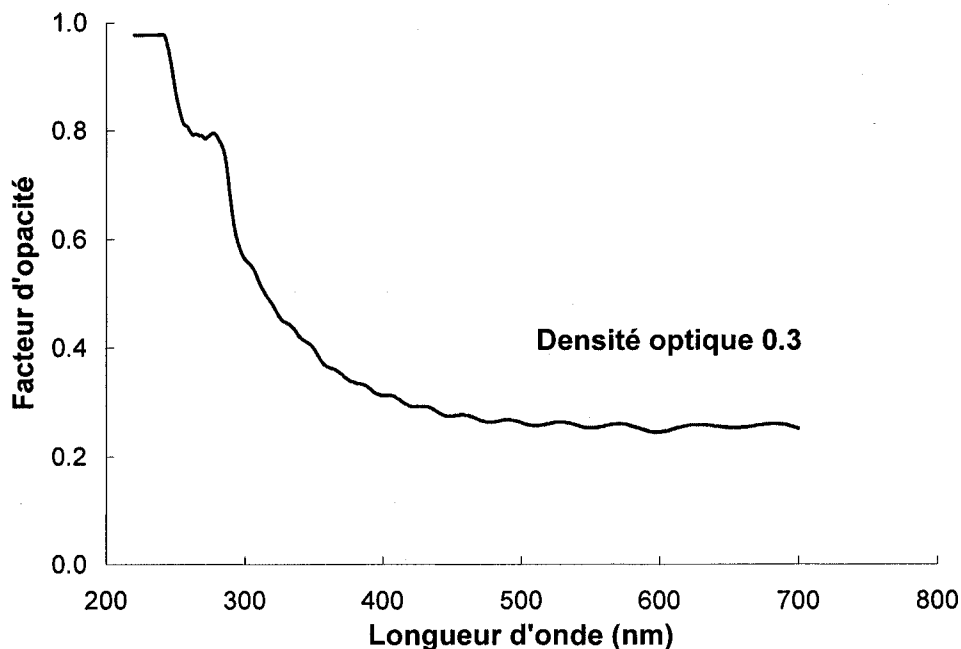


Figure 3-4 : Facteur d'opacité en fonction de la longueur d'onde d'une densité optique de facteur 0.3.

$$(3-2) \quad F_{opacité}(\lambda) = 1 - I_{transmise}(\lambda)$$

ce qui se traduit par la courbe présentée à la Figure 3-4.

Pour corriger les spectres UV affectés par ce facteur d'opacité, nous devons corriger leur amplitude par un facteur équivalent à :

$$(3-3) \quad 1 + F_{opacité}(\lambda) = 2 - I_{transmise}(\lambda)$$

De telle sorte que le spectre corrigé prend la forme de l'équation suivante :

$$(3-4) \quad I_{UVcorrigée} = I_{UVo} \times (1 + F_{opacité})$$

Les spectres d'émission ont été mesurés pour une gamme de longueur d'onde s'étendant de 300 à 800 nm. Les spectres d'excitation ont quant à eux été mesurés sur une gamme de 220 à 400 nm. Une première sonde des pics d'excitation a été faite pour

chaque cristal en mesurant son émission à 400 nm et 500 nm lorsque celui-ci est irradié à différentes longueurs d'onde dans la gamme de 220 à 400 nm. Les spectres d'émission ont ensuite été mesurés pour une irradiation correspondant à la longueur d'onde de chacun des pics d'excitation relevés lors de la sonde. Ces différents spectres d'émission et d'excitation ont ensuite été regroupés sur une même figure afin de visualiser en un coup d'œil le comportement émissif du cristal étudié. Les spectres d'excitation sont regroupés aux plus courtes longueurs d'onde (entre 200 nm et 400 nm - voir Figure 3-5) et les spectres d'émission, aux plus longues longueurs d'onde (entre 400 nm et 700 nm - voir Figure 3-5). Toutes les mesures de spectroscopie UV ont été réalisées à température ambiante ($\sim 20^{\circ}\text{C}$).

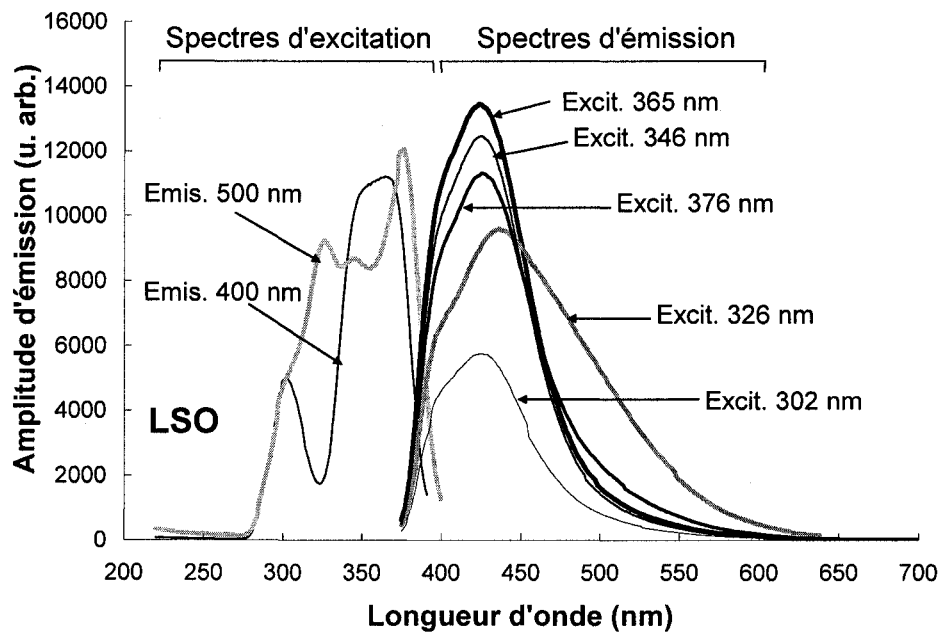


Figure 3-5 : Spectre UV typique du scintillateur LSO.

b) Résultats de spectroscopie UV

Orthosilicate de lutécium (LSO)

Les propriétés d'émission du LSO se sont raffinées depuis sa découverte en 1992. Notre échantillonnage couvre une période s'étendant de 1996 à 2006. Comme les autres orthosilicates dopés au cérium (SUZUKI, 1992) (SUZUKI, 1994), le LSO présente deux mécanismes d'excitation Ce1 et Ce2 (SUZUKI, 1993) reliés au positionnement de l'atome de cérium sur un site substitutif de l'atome du lutécium dans la matrice cristalline du SiO_5 et sur un site interstitiel de cette même matrice, respectivement (NAUD, 1996). Ces mécanismes sont mis en évidence par l'irradiation du scintillateur à l'aide d'une source lumineuse monochromatique de longueur d'onde variable en observant l'émission à 400 nm et à 500 nm, respectivement. L'émission mesurée à 400 nm met en évidence une large bande d'excitation Ce1 avec deux pics centrés à 300 nm et 360 nm. Certains échantillons (LSO3g - Figure 3-10 et LSOA - Figure 3-7) présentent un troisième pic sur cette bande centrée à 350 nm. Le pic d'émission Ce1 associé à cette bande d'excitation est centré à 425 ± 2 nm.

L'émission mesurée à 500 nm est produite par une bande Ce2 avec des pics centrés à 330 nm et 375 nm. Le pic d'émission Ce2 associé à cette bande d'excitation est décalé vers le rouge (plus grandes longueurs d'onde) variant entre 435 nm (Figure 3-10) et 455 nm (Figure 3-9). Cependant, pour certains échantillons (LSOA - Figure 3-7 et LSO 865-218-270B - Figure 3-11), cette émission est générée par les mêmes pics d'excitation que ceux observés avec l'émission à 400 nm. L'émission Ce2 est absente de plusieurs échantillons, même s'ils présentent clairement une bande d'excitation Ce2 (LSOref - Figure 3-6, LSOA - Figure 3-7, LSOB - Figure 3-8 et LSO 865-218-270B - Figure 3-11).

Il est à noter que les échantillons LSO 865-218-270B (Figure 3-11) présentent une troisième bande d'excitation centrée à 310 nm qui est associée à un très léger épaulement dans le spectre d'émission centré à 750 nm. Ce comportement n'a jamais été rapporté chez le LSO, à notre connaissance. Une première hypothèse pour expliquer ce phénomène serait que ces deux bandes auraient été associées à une résonance dans le processus d'irradiation/détection de la luminescence UV par l'appareil, l'émission centrée à 750 nm étant un harmonique de la bande d'excitation à 310 nm. Cette hypothèse est peu convaincante car le phénomène de résonance observé dans le spectrofluoromètre se traduit habituellement en des pics étroits et de grande amplitude, saturant même le détecteur. Ce n'est visiblement pas le cas ici.

La seconde hypothèse serait associée au processus d'émission des atomes de cérium. Le LSO, tout comme les autres orthosilicates de terres-rares $((RE)_2SiO_5:Ce - GSO, LYSO, LGSO, YSO, \dots)$, possède deux sites cristallographiques indépendants Ce1 et Ce2 auxquels sont associés deux mécanismes d'émission ayant leurs longueurs d'onde et constantes de temps propres (SUZUKI, 1992) (SUZUKI, 1993). Il pourrait être possible que la bande d'émission centrée à 750 nm soit reliée à une composante lente du mécanisme de scintillation Ce1 qui se traduirait par une émission à plus longue longueur d'onde. Cependant, cette hypothèse reste à vérifier par des mesures de constante de temps de scintillation.

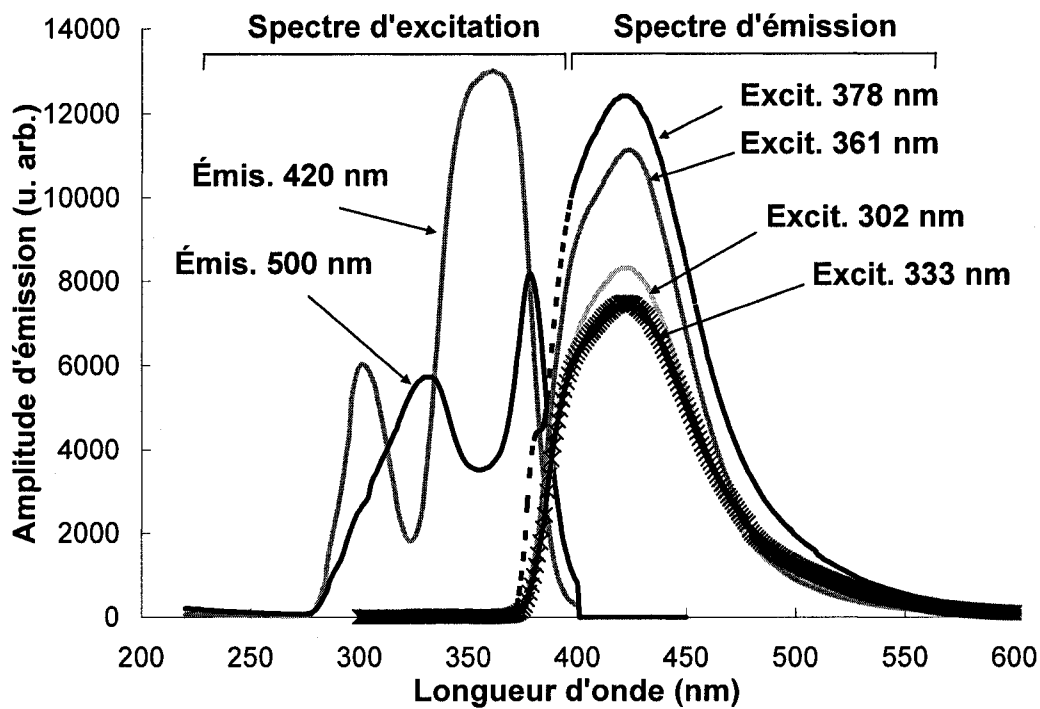


Figure 3-6 : Spectre d'émission UV du LSOref (4x4x10 mm³) produit en 1996.

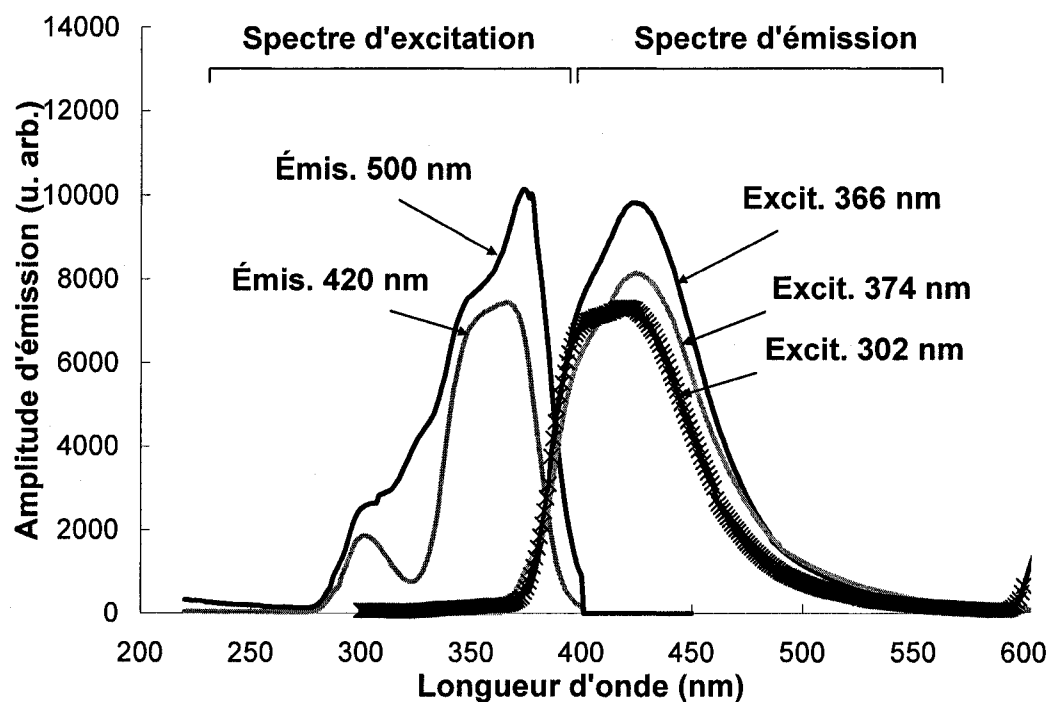


Figure 3-7 : Spectre d'émission UV du LSOA (4x4x10 mm³) produit en 2000.

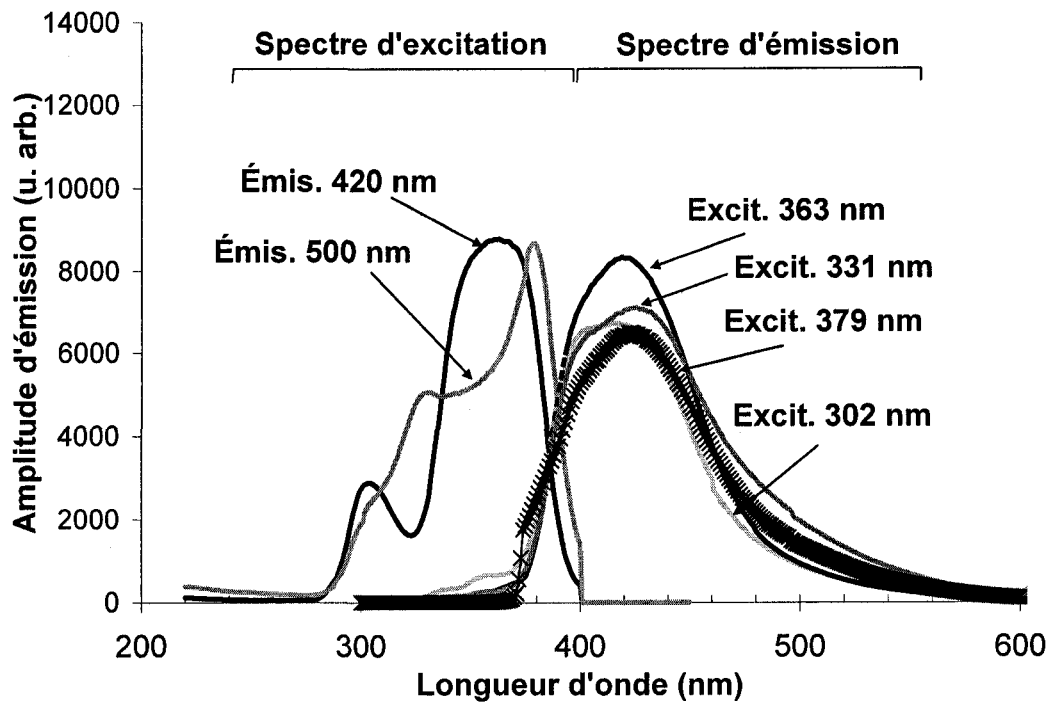


Figure 3-8 : Spectre d'émission UV du LSOB (4×4×10 mm³) produit en 2000.

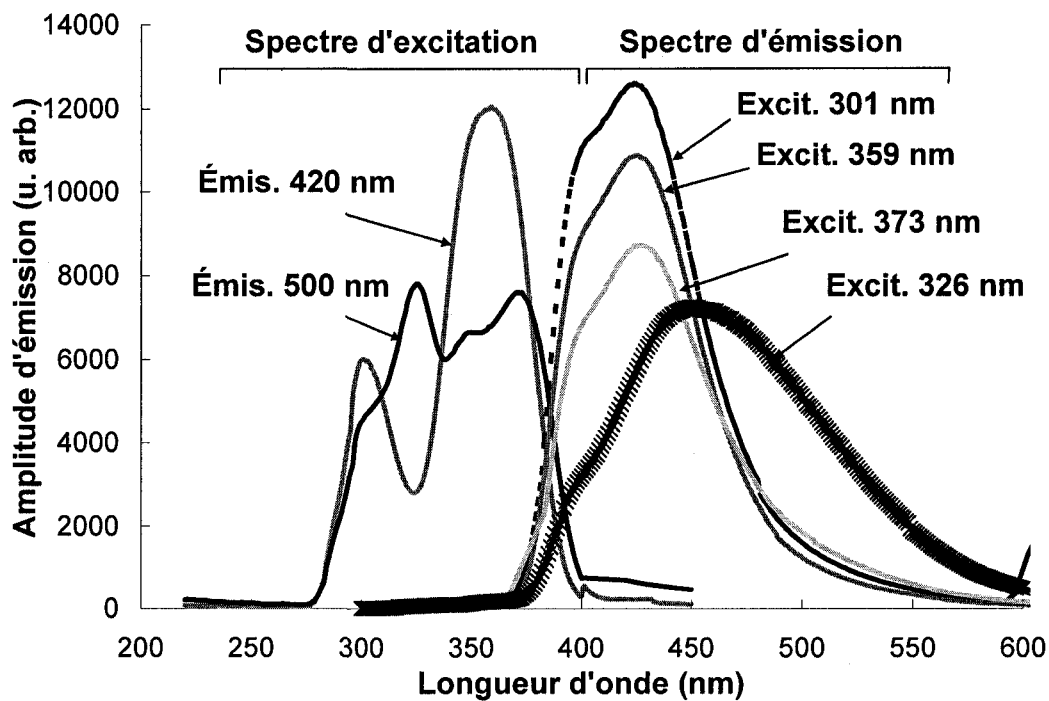


Figure 3-9 : Spectre d'émission UV du LSOa (2×2×10 mm³) produit en 2000.

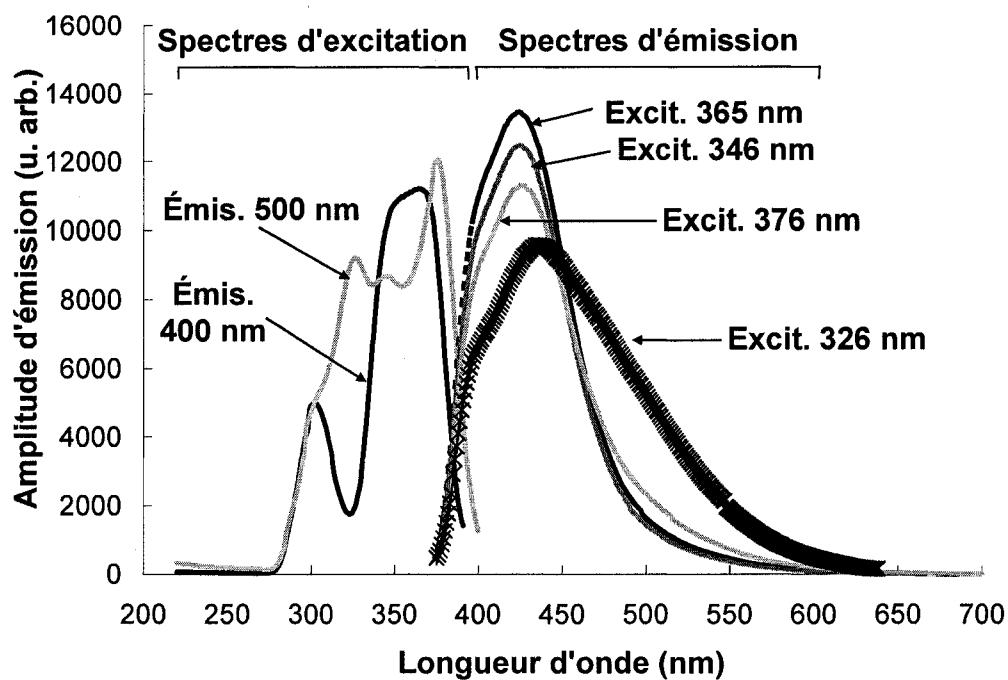


Figure 3-10 : Spectre d'émission UV du LSO3g ($4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot reçu en 2002.

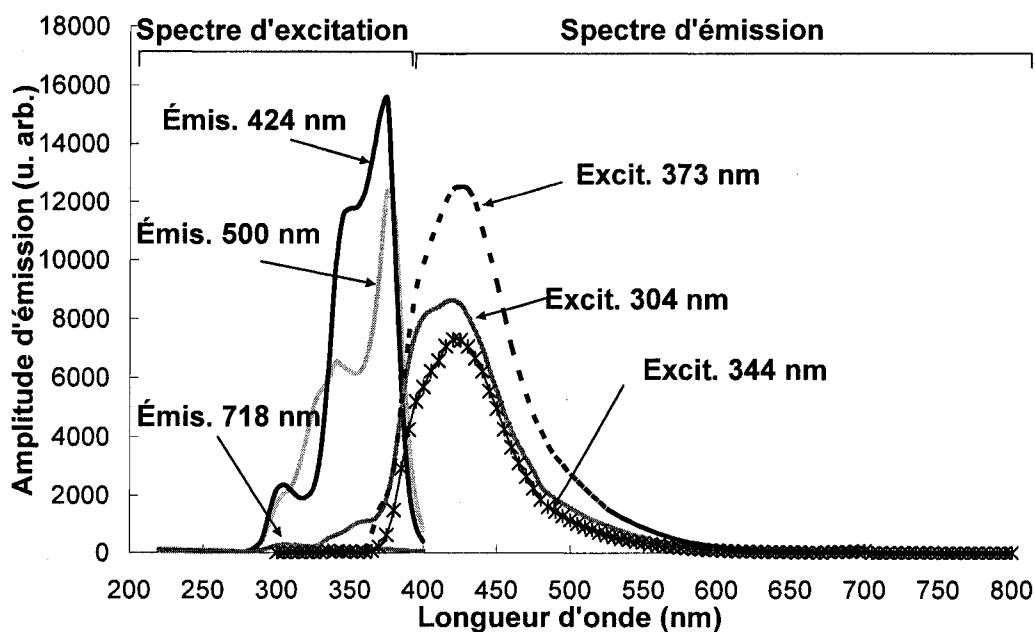


Figure 3-11 : Spectre d'émission UV du LSO 865-218-270B #1 ($3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot reçu en 2006.

Orthosilicate de lutécium-yttrium (LYSO)

Le LYSO présente les mêmes mécanismes d'excitation Ce1 et Ce2 que le LSO. Ces centres d'émission sont déclenchés par l'irradiation du scintillateur à l'aide d'une source lumineuse émettant à 400 nm et à 500 nm, respectivement. L'émission à 400 nm est produite par une large bande d'excitation avec des pics centrés à 305 nm, 350 nm et 365-370 nm. Cette bande d'excitation est associée avec une large bande d'émission Ce1 centrée à 420 ± 5 nm. Les échantillons du lot à 60% Y ne présentent pas de pic d'excitation centré à 350 nm (Figure 3-13).

L'émission à 500 nm est générée par une bande d'excitation Ce2 très structurée, d'autant plus importante que le contenu en yttrium de l'échantillon est grand (60% Y - Figure 3-13 par rapport à 5% Y - Figure 3-14). La bande d'excitation Ce2 qui génère une émission centrée à 440 ± 10 nm, tout comme pour le LSO, varie beaucoup plus d'un cristal à l'autre que le pic d'émission Ce1.

Les échantillons à 5% Y et 6% Y présentent tous une troisième bande d'excitation très faible centrée à ~300 nm (voir Figure 3-12 et Figure 3-14). Cependant, elle ne conduit pas en une bande d'émission significative à plus grande longueur d'onde (~ 700 nm), comme dans le cas des échantillons de LSO plus récents (Figure 3-11).

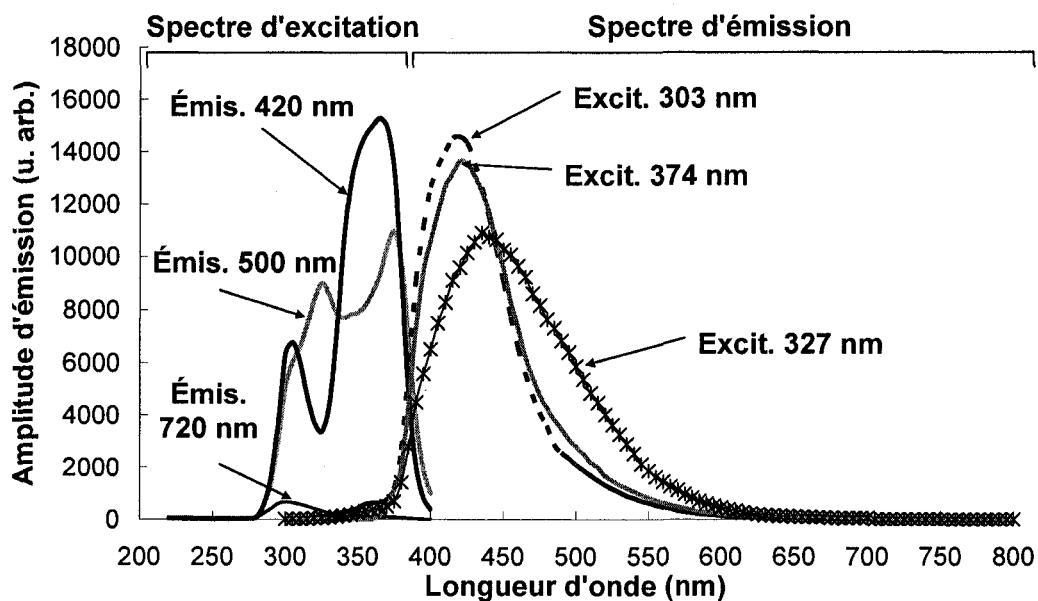


Figure 3-12 : Spectre d'émission UV du LYSO 13875-2 ($2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 6% Y reçu en 2003.

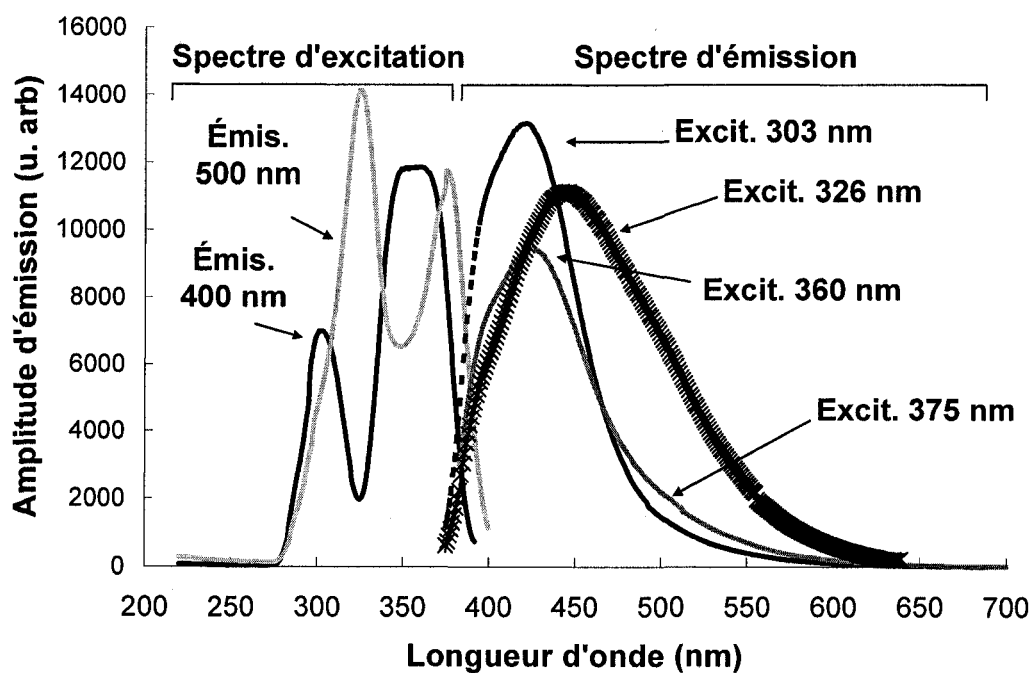


Figure 3-13 : Spectre d'émission UV du LYSO1g ($4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 60% Y reçu en 2002.

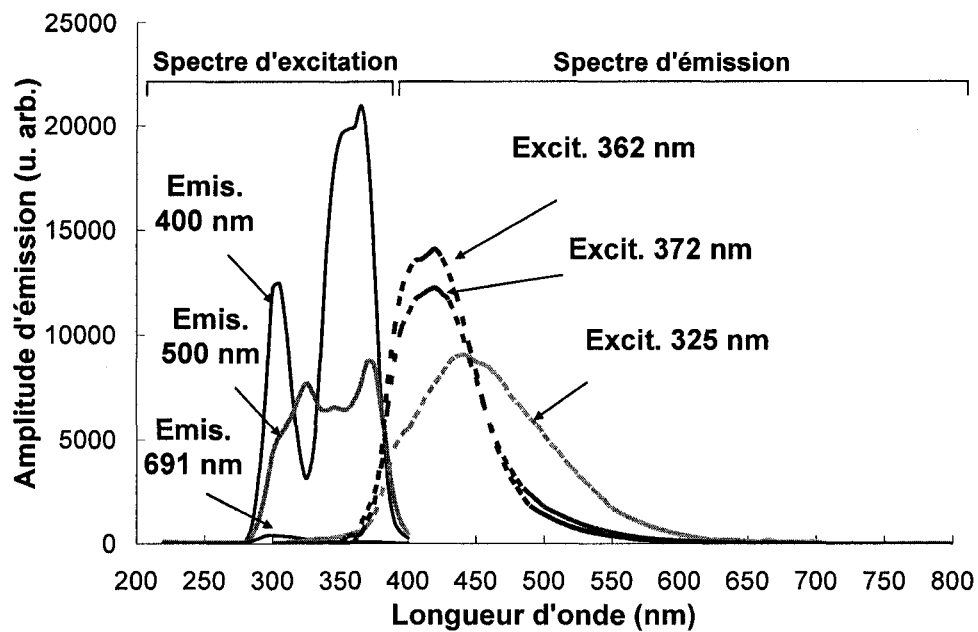


Figure 3-14 : Spectre d'émission UV du LYSO LabPET™ #3 (2×2×10 mm³), échantillon typique du lot à 5% Y reçu en 2006.

Orthosilicate de lutécium-gadolinium (LGSO)

Le LGSO présente les deux mécanismes d'émission du cérium lorsque cet agent dopant est associé aux scintillateurs à base de terres rares ((TR)₂SiO₅:Ce). Ici encore, ces mécanismes d'émission sont mis en évidence par l'irradiation du scintillateur à l'aide d'une source lumineuse émettant à ~400 nm et à ~500 nm, respectivement. L'émission à 400 nm est générée par une large bande avec des pics centrés à 300 nm, 350 nm et ~380 nm bien que le pic centré à 380 nm soit absent des spectres obtenus avec les lots S4-195-10 (Figure 3-17 - 10% Gd), S3-148 (Figure 3-20 - 80% Gd) et K1-063 sans recuit (Figure 3-21 - 80% Gd). Cette bande d'excitation est associée avec une large bande d'émission Ce1 centrée à 425 ± 5 nm. Les échantillons des lots S4-206-4 (Figure 3-15 - 80% Gd), S4-196 (Figure 3-16 - 80% Gd), S4-195-10 (Figure 3-17 - 10% Gd) et K1-071 (Figure 3-18 - 80% Gd) montrent un important épaulement à 360 nm sur le spectre d'émission à 400 nm, son amplitude étant équivalente à la moitié ou égale au pic principal. Ces mêmes lots présentent une large bande d'émission (650-800 nm) centrée à 700 nm associée au spectre d'émission Ce1. Cette bande aux longues longueurs d'onde de même que l'épaulement à 360 nm n'ont pas été observés avec les autres lots de LGSO et n'ont jamais été rapportés dans la littérature.

L'émission à 500 nm est générée par une bande d'excitation avec des pics centrés à 325 et 385 nm pour tous les échantillons, mis à part les scintillateurs du lot S4-195-10 (Figure 3-17 - 10% Gd) pour lesquels cette bande d'excitation ne produit aucune émission. Elle est associée à une émission Ce2 centrée autour de 460 nm mais atteignant jusqu'à 490 nm dans le cas du lot S3-148 (Figure 3-20 - 80% Gd). Mis à part ce lot, l'amplitude de l'émission Ce2 est toujours comparable et même parfois supérieure à celle de l'émission Ce1.

Il est à noter que l'amplitude des spectres d'émission et d'excitation obtenus

avec les échantillons de LGSO K1-063 sans recuit (Figure 3-21) est le double de celle obtenue pour les échantillons LGSO K1-063 avec recuit. De plus, la structure des bandes d'excitation et d'émission diffère pour les deux types d'échantillons. Ces cristaux K1-063 proviennent tous du même lot.

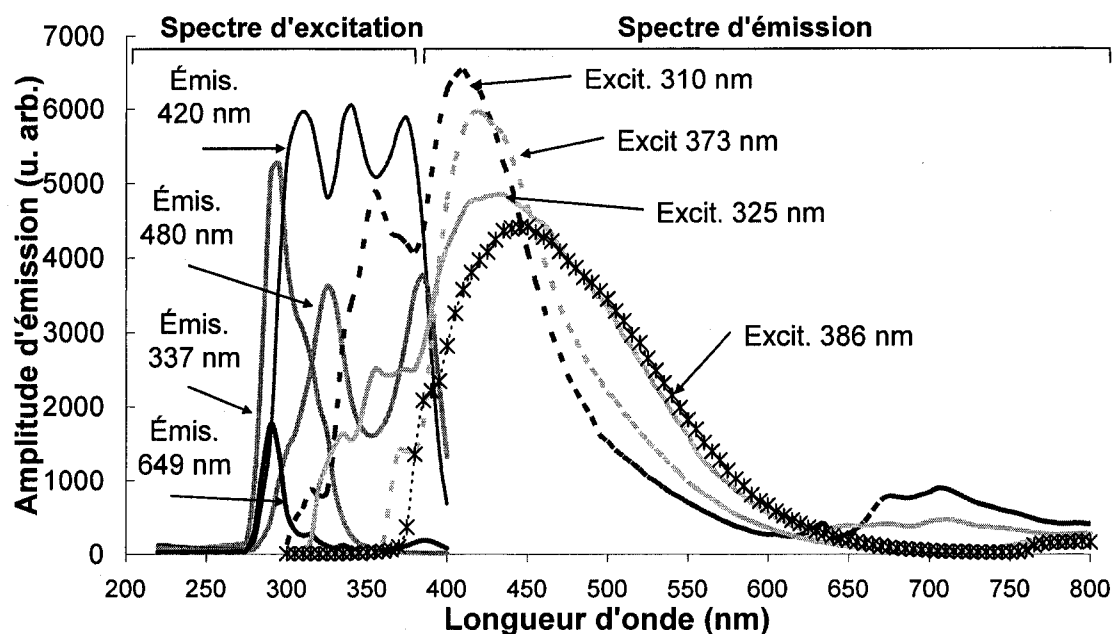


Figure 3-15 : Spectre d'émission UV du LGSO S4-206-Haut #A ($2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 80% Gd reçu en 2007.

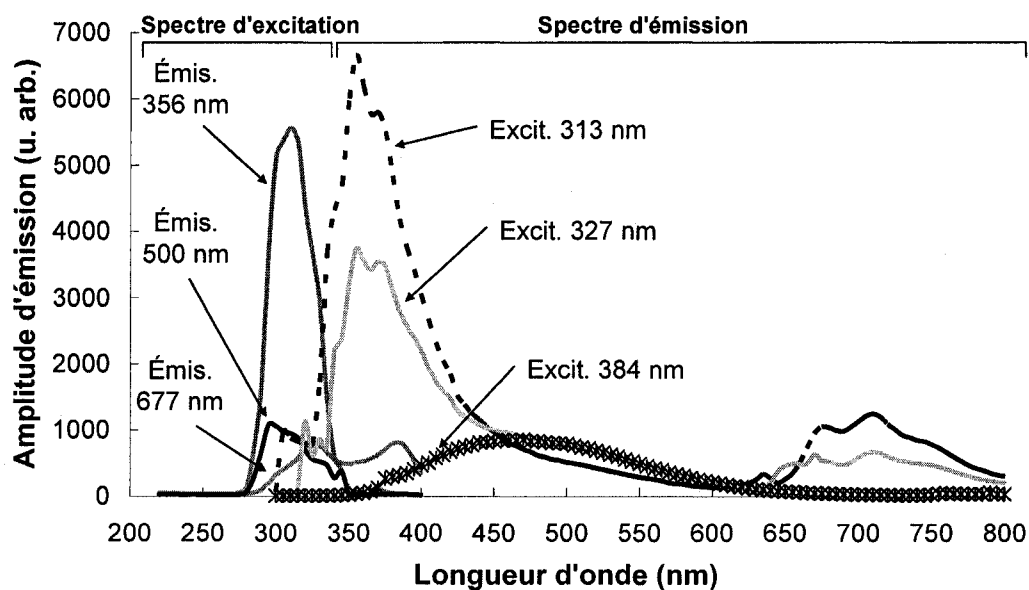


Figure 3-16 : Spectre d'émission UV du LGSO S4-196 #1 ($2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 80% Gd reçu en 2006.

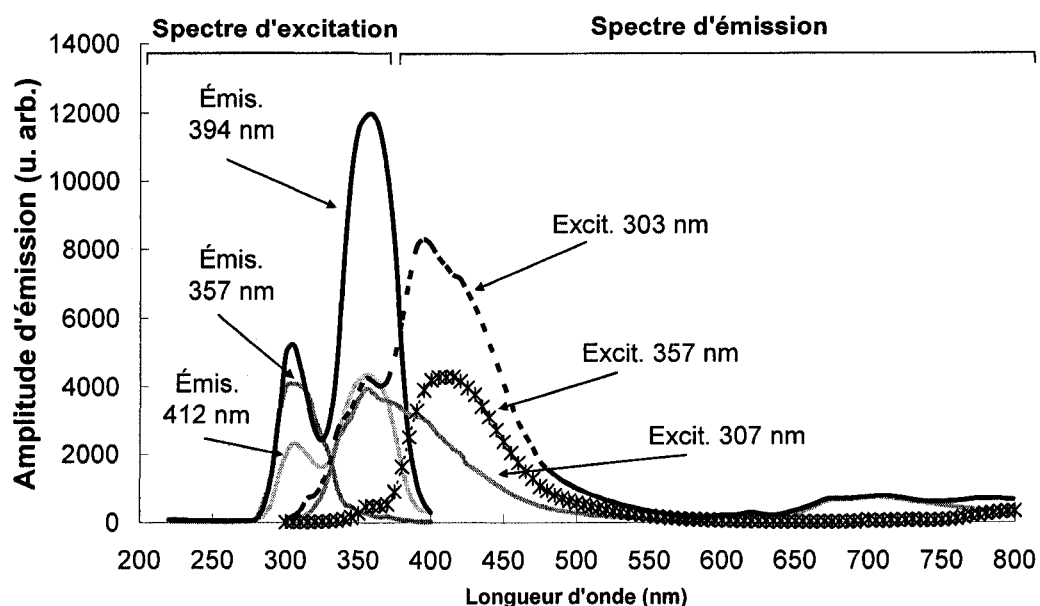


Figure 3-17 : Spectre d'émission UV du LGSO S4-195-10 #A ($2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 10% Gd reçu en 2006.

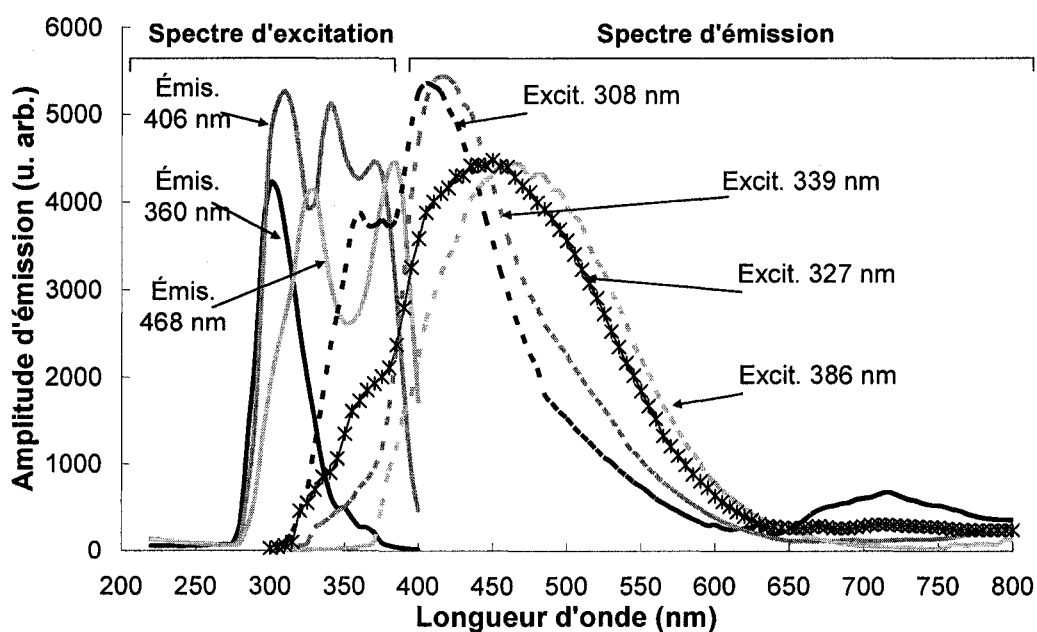


Figure 3-18 : Spectre d'émission UV du LGSO K1-071 #1 ($2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 80% Gd reçu en 2006.

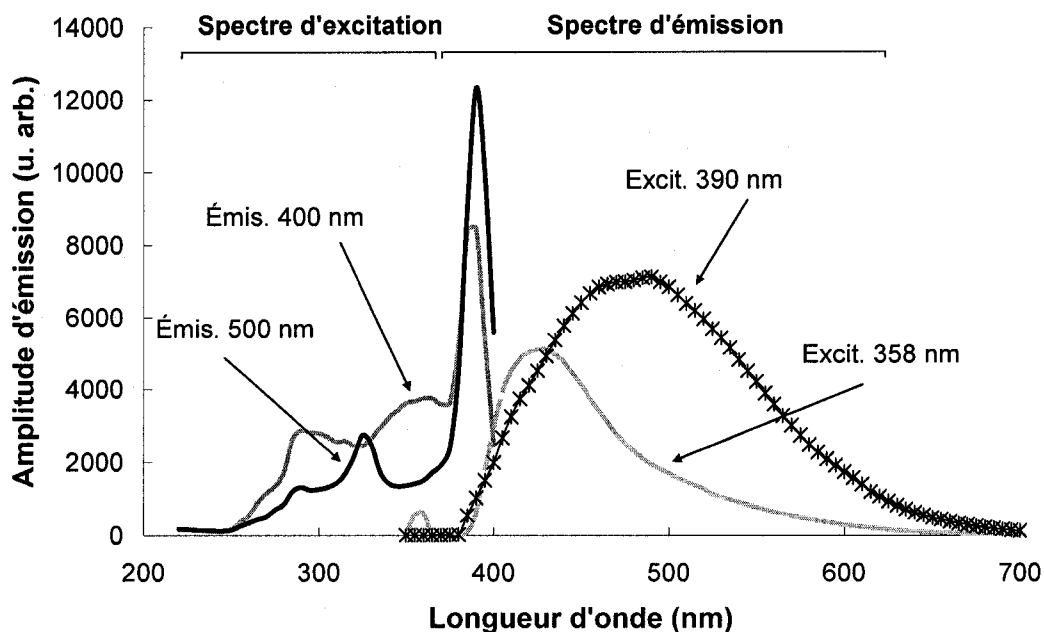


Figure 3-19 : Spectre d'émission UV du LGSO 045-2T #7 ($2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 80% Gd reçu en 2006.

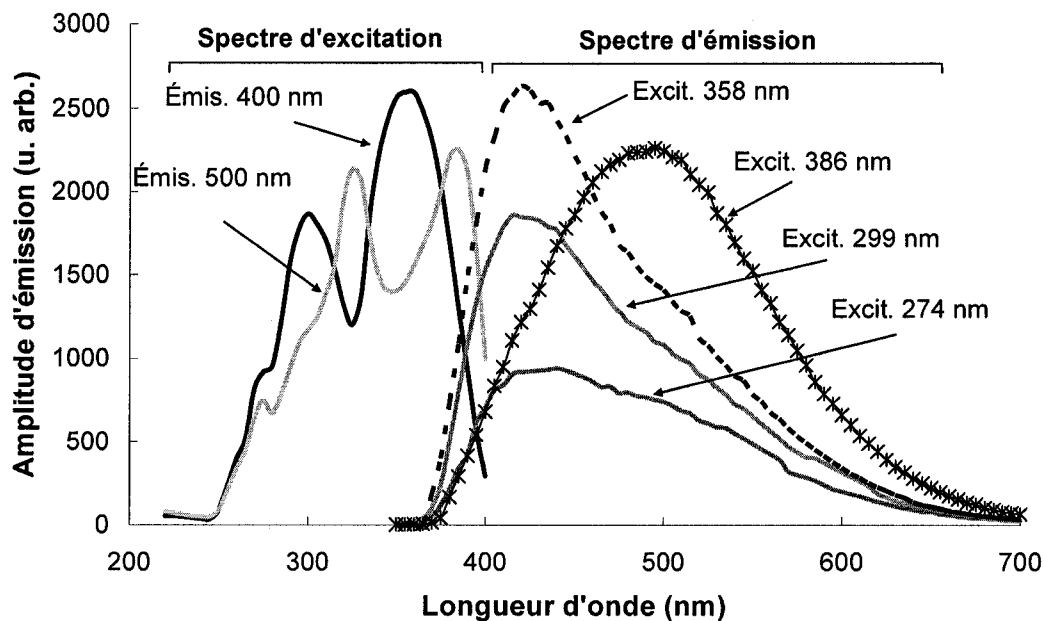


Figure 3-20 : Spectre d'émission UV du LGSO S3-148 #2 ($2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 80% Gd reçu en 2006.

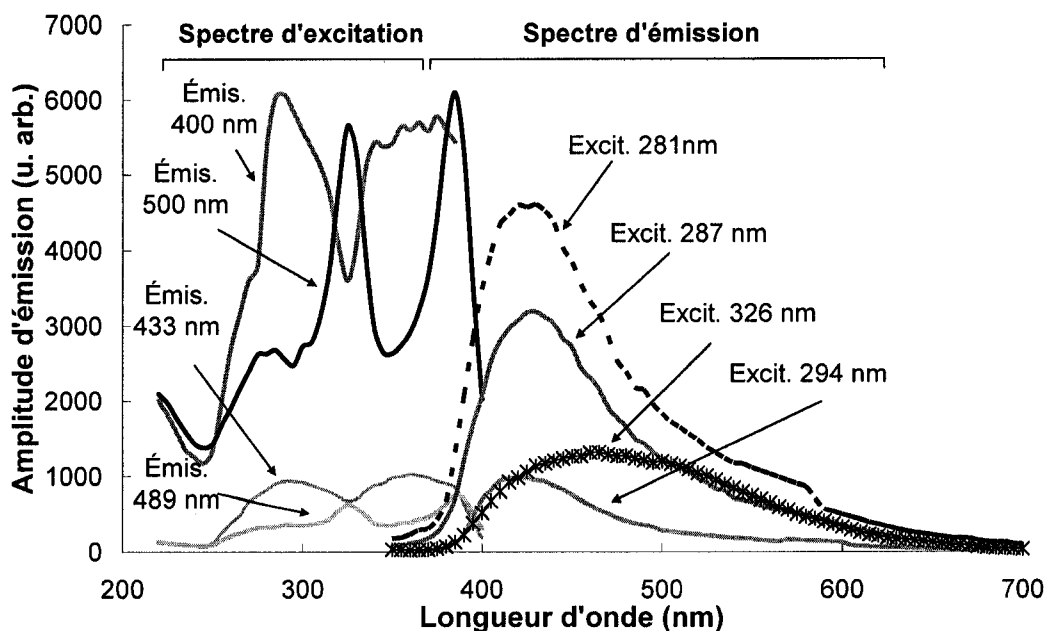


Figure 3-21 : Spectre d'émission UV du LGSO K1-063 #3 sans recuit ($2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 80% Gd reçu en 2006.

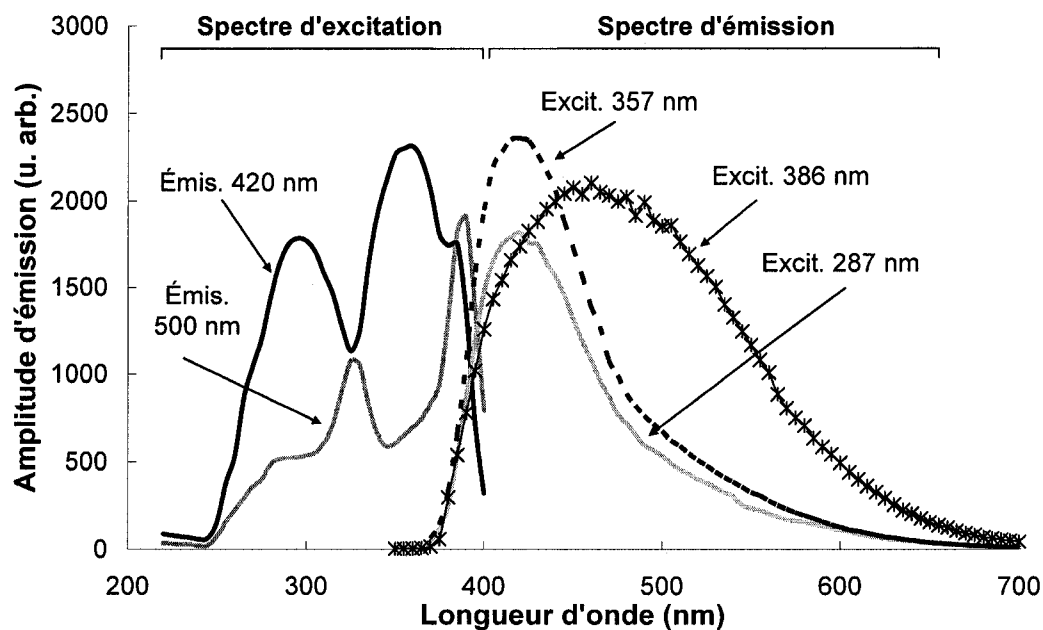


Figure 3-22 : Spectre d'émission UV du LGSO K1-063 #3 recuit ($2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot à 80% Gd reçu en 2006.

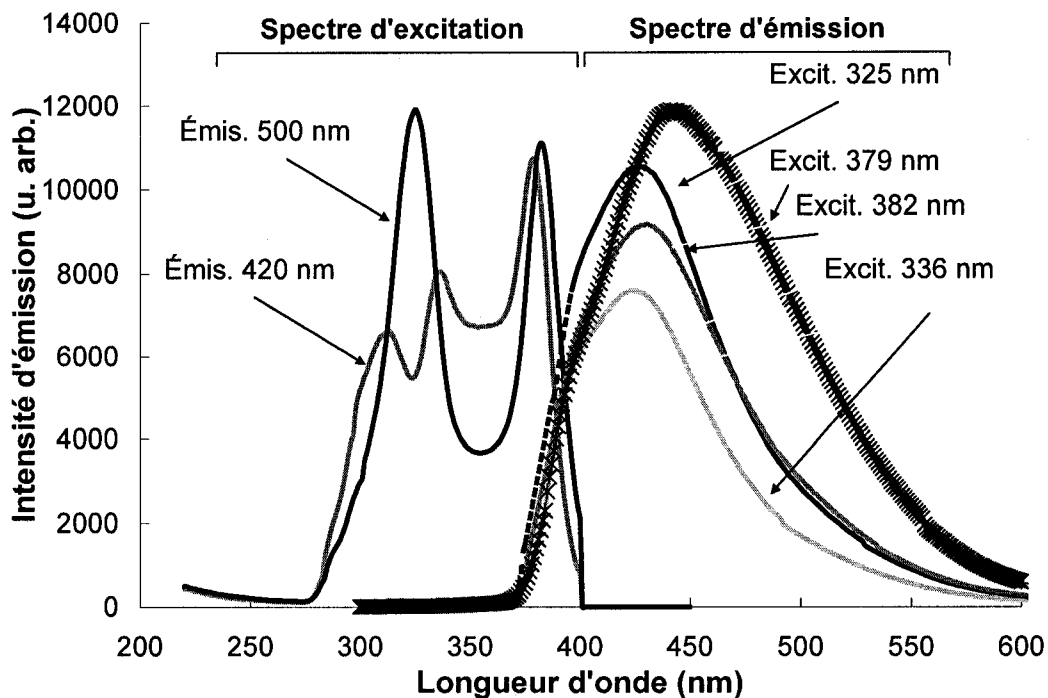


Figure 3-23 : Spectre d'émission UV du LGSO 2001 #c ($2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$), échantillon typique du lot reçu en 2001.

c) Discussion des résultats de spectroscopie UV

L'existence des deux mécanismes d'émission du cérium Ce1 et Ce2 (SUZUKI, 1992) (SUZUKI, 1993) a été démontrée dans tous les scintillateurs $(\text{RE})_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (LSO, LYSO, LGSO), même si pour certains échantillons, la bande d'excitation engendrée par l'observation de l'émission à 500 nm ne révèle pas une émission Ce2 (voir Figure 3-6 et Figure 3-8 pour le LSO). On remarque que le rapport d'intensité entre les bandes d'excitation Ce1 et Ce2 diminue à mesure que le pourcentage de lutécium diminue dans la composition du cristal. En effet, la bande d'excitation Ce2 est nettement plus marquée pour l'échantillon LGSO K1-071 #1 à 80% Gd (Figure 3-18) que pour

l'échantillon LGSO S4-195-10 #A à 10% Gd (Figure 3-17). Il en va de même pour l'échantillon LYSO1g à 60% Y (Figure 3-13) par rapport à l'échantillon LYSO LabPET™ #3 à 5% Y (Figure 3-14)

Les bandes d'excitation et d'émission du LGSO du LYSO sont très structurées et présentent de grandes similarités. Cependant, les échantillons de LGSO des lots S4-206-4 (Figure 2-15 - 80% Gd), S4-196 (Figure 2-16 - 80% Gd), S4-195-10 (Figure 2-17 - 10% Gd) et K1-071 (Figure 2-18- 80% Gd) possèdent un épaulement très important à 360 nm de leur pic d'émission Ce1 de même qu'une large bande centrée à 700 nm. De plus, les échantillons de LGSO présentant cette bande affichent aussi un fort pic d'excitation centré à 295 nm. Bien qu'il ne soit pas directement identifié au mécanisme d'émission Ce1, ce pic pourrait être relié à la résurgence de la bande centrée à 700 nm. À notre connaissance, cette expression du mécanisme Ce1 du cérium n'a jamais été observée chez le LSO, le LYSO ni le GSO (scintillateur parent du LGSO).

L'épaulement vers les courtes longueurs d'onde observé chez le LGSO peut être compromettant pour ses performances de scintillation puisque le rendement quantique des photodiodes avalanches chute abruptement sous 400 nm, alors qu'elles sont davantage sensibles aux plus longues longueurs d'onde (500-900 nm). Ce comportement serait moins problématique si le photodétecteur était un tube photomultiplicateur car ce dernier est plus sensible aux plus courtes longueurs d'onde (généralement 350-600 nm), même si son rendement quantique maximal est sensiblement inférieur à celui d'une photodiode avalanche (30% par rapport à ~60-80%, respectivement) (KNOLL, 1989)

L'existence des deux mécanismes de scintillation Ce1 et Ce2 ont pour effet d'élargir la gamme d'émission des scintillateurs à base de terres rares. Cet élargissement pourrait affecter les performances de scintillation des cristaux,

principalement leur résolution en énergie (SAOUDI, 1999) (PEPIN, 2004). On s'attend à ce que cet effet soit d'autant plus important que le pic d'émission Ce2 est intense. Comme le démontrent les spectres UV présentés dans cette étude, les deux centres d'émission du cérium sont présents dans tous les échantillons de $(RE)_2SiO_5:Ce$, que ce soit dans les bandes d'excitation uniquement ou dans les bandes d'excitation et d'émission à la fois. Les différents échantillons de terres rares présentent des spectres aux différences très marquées, principalement chez le LGSO. Cependant, les structures principales sont reconnaissables chez tous les cristaux et confirment leur parenté.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, les cristaux de LGSO n'ayant pas subi de recuit adéquat ont tendance à présenter une coloration jaune. Cette coloration traduit une tendance à l'absorption dans la bande de longueurs d'onde correspondant à 550 - 650 nm. Cependant, comme ni le LYSO, ni le LSO ne présentent d'émission de grande amplitude dans cette gamme, leur scintillation ne serait pas affectée par ce phénomène si, le cas échéant, ils étaient utilisés conjointement avec le LGSO dans un assemblage *phoswich*.

Cependant, nous avons observé que plusieurs cristaux de LGSO présentaient une bande d'émission centrée à 350 nm, en particulier les scintillateurs des lots S4-206 (Figure 3-15), S4-195-10 (Figure 3-17) et K1-071 (Figure 3-18). Cette bande d'émission correspond aux bandes d'excitation Ce1 et Ce2 de ces scintillateurs, entraînant la possibilité d'une réabsorption de leur propre lumière. Ce processus pourrait affecter leurs performances de scintillation.

3.3.2 Étude de rendement lumineux intrinsèque

Le rendement lumineux intrinsèque d'un scintillateur est une caractéristique physique fondamentale. Elle représente la quantité de lumière maximale pouvant être obtenue d'un scintillateur, avant qu'elle ne soit affectée par la collecte de lumière (incluant des facteurs comme la géométrie du pixel, l'état des surfaces et du volume du cristal, la réflectivité du réflecteur utilisé,...). Cette étude permet de discriminer entre les candidats offrant une luminescence de forte amplitude et ceux d'amplitude moindre. Elle aide aussi à diagnostiquer les problèmes de collecte de lumière en comparant le rendement photonique effectif d'un cristal avec son rendement photonique potentiel ou maximal représenté par le rendement lumineux.

Pour réaliser cette étude, on mesure la quantité de lumière en sortie du cristal alors que sa plus grande dimension est en contact avec le photodétecteur et qu'aucun réflecteur ne l'enveloppe. Le but est de faire sortir la lumière du scintillateur le plus directement possible, en limitant le nombre d'interfaces rencontré par les photons de scintillation. L'absence de réflecteur assure que tous les cristaux sont traités de manière identique sans que leur fini de surface ne soit une variable dans la quantité de lumière mesurée.

a) Matériel et méthodes

Les mesures sont réalisées à l'aide d'un tube photomultiplicateur d'un diamètre de 8 cm offrant suffisamment d'espace pour que les longs cristaux puissent être couchés le long de leur plus grand côté sur la surface du photodétecteur. La Figure 3-24 présente le schéma du montage. Les échantillons sont couplés à la surface du tube photomultiplicateur à l'aide de graisse optique. Le signal est amplifié à l'aide d'un amplificateur spectroscopique ORTEC 452 possédant une constante de mise en

forme de 250 ns. Il est ensuite numérisé à l'aide d'un analyseur multicanal ORTEC MAESTRO. Les scintillateurs sont irradiés à l'aide d'une source de ^{68}Ge (511 keV).

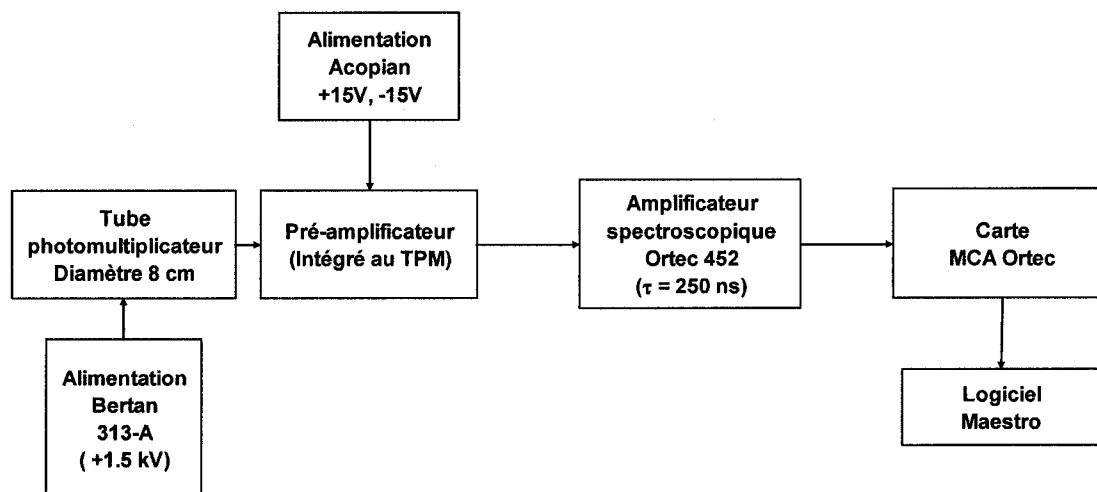


Figure 3-24 : Schéma de montage pour la mesure du rendement lumineux intrinsèque des scintillateurs.

Contrairement au préamplificateur utilisé avec les photodiodes avalanches, celui intégré au tube photomultiplicateur de 8 cm de diamètre ne permet pas d'intégrer un signal référence en parallèle avec le signal du phototube. Il faut donc employer un autre moyen pour évaluer le rendement lumineux et pour qu'il soit comparable d'un échantillon à un autre. Pour se faire, nous utilisons les lectures de gain fournies par l'amplificateur spectroscopique de même que la position du photopic dans le spectre en énergie mesuré grâce à l'analyseur multicanal.

Habituellement, le gain de l'amplificateur spectroscopique est ajusté afin que le photopic du cristal étudié soit situé à environ 75% de l'échelle du spectre en énergie. Pour un cristal offrant un faible rendement lumineux, le gain de l'amplificateur spectroscopique devra être augmenté de manière substantielle afin d'atteindre une position équivalente à 75% de l'échelle. D'un autre côté, un cristal ayant un fort rendement lumineux obligera à diminuer ce même gain afin de ne pas

déborder de l'échelle. Donc, en divisant la position du photopic dans le spectre en énergie par la valeur du gain utilisé, on obtient une figure de mérite du rendement lumineux permettant de comparer les cristaux entre eux.

b) Résultats

Les résultats des mesures du rendement lumineux intrinsèque des scintillateurs étudiés sont regroupés au Tableau 3-5. Il est à noter que tous les scintillateurs présentés précédemment n'étaient pas disponibles pour réaliser cette expérience. Seuls les échantillons les plus pertinents sont rapportés ici.

Tableau 3-5 : Évaluation du rendement lumineux intrinsèque pour différents scintillateurs.

Cristaux	Dimensions (mm ³)	Année de production	Rendement lumineux intrinsèque (unités arbitraires)
LSO 865-218-270B	3×3×3	2006	40.2 ± 0.5
LSOg	4×4×4	2002	32.7 ± 0.3
LYSO LabPET™ (5%Y)	2×2×15	2006	37.0 ± 0.4
LYSO 13875 (6%Y)	2×2×10	2003	39.0 ± 0.1
LGSO S3-148 (90%Gd)	2×2×15	2006	16.0 ± 0.5
LGSO S4-206 (80%Gd)	2×2×15	2006	21 ± 2
LGSO K1-071 (80%Gd)	2×2×15	2006	20.0 ± 0.6
LGSO 045-2T (80%Gd)	2×2×15	2006	18 ± 1
LGSO K1-063 (80%Gd)	2×2×15	2006	22 ± 0.6
LGSO S4-195-10 (10%Gd)	2×2×15	2006	37.0 ± 0.6
BGOref	2×2×10	2000	3.1 ± 0.1

c) Discussion

Si on compare le rendement lumineux intrinsèque entre les échantillons de LSO produits en 2002 et ceux produits en 2006, on remarque un progrès de 20%. Les échantillons de LYSO à faible concentration d'yttrium offrent un rendement lumineux 5% plus faible que le LSO 865-218-270B mais 32% supérieur à celui du LSO 2002. La majorité des échantillons de LGSO présentent un rendement lumineux 50% plus faible que celui du LSO produit en 2006.

Si on compare les différents lots de LGSO, on remarque que leur rendement lumineux intrinsèque est inversement proportionnel à leur concentration en gadolinium. En effet, le lot LGO S4-190-10 (10% Gd) présente un rendement lumineux équivalent à celui du LYSO 13875 (6% Y). Cependant, le rendement lumineux intrinsèque des lots LGSO S4-206, K1-071, 045-2T et K1-063, possédant une concentration à 80% de gadolinium, chute 50% plus bas que celui du LSO récent. Cette observation est appuyée par le LGSO S3-148 (90% Gd) dont les performances sont 55% inférieures à celle du même LSO. À titre de comparaison, des échantillons de GSO ($\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ - cristal parent du LGSO à haute concentration de gadolinium) fournissent un rendement lumineux intrinsèque 68% inférieur au LSO 2006^{###}.

Comparativement au BGO pris comme référence, le LSO 865-218-270B 2006 produit 13 fois plus de lumière, le LYSO (5-6% Y) et le LGSO (10% Gd) fournissent 12 fois plus de lumière et les LGSO (80% Gd), 7 fois plus de lumière. Au point de vue du rendement lumineux intrinsèque, le LSO récent produit en 2006 offre les performances les plus intéressantes. Cependant, les scintillateurs de LYSO (5-6%Y) et de LGSO (10%Gd) offrent de bonnes performances qui doivent être prises en considération.

^{###} Expérience réalisée au laboratoire LabPET pour le compte de la compagnie Hitachi Chemicals, Ltd. L'étude de ces échantillons de GSO n'est pas incluse dans la présente thèse.

3.3.3 Étude de résolution en énergie intrinsèque

La résolution en énergie intrinsèque, tout comme le rendement lumineux intrinsèque et la constante de temps de scintillation, est une des caractéristiques fondamentales d'un scintillateur. Pour l'évaluer, on doit mesurer sa résolution en énergie et son rendement photonique^{ssss}. Comme nous l'avons vu précédemment, les scintillateurs orthosilicates de terres rares ((RE)₂SiO₅:Ce) sont contrôlés par deux centres d'émission distincts Ce1 et Ce2. La présence de ces deux mécanismes pourrait porter atteinte à la résolution en énergie des scintillateurs activés au cérium (SAOUDI, 1999). C'est ce que nous voulons démontrer pour certains de nos échantillons.

La résolution des cristaux couplés à une photodiode avalanche peut être exprimée comme la somme quadratique des contributions du bruit électronique R_N , du bruit de multiplication au sein de la jonction de la photodiode R_M et de la résolution du scintillateur R_S (LECOMTE, 1998) (LECOMTE, 1999):

$$(3-5) \quad R^2 = R_N^2 + R_M^2 + R_S^2.$$

Le bruit électronique est influencé par la charge équivalente de bruit *ENC* de la photodiode avalanche et du préamplificateur. La *ENC* est exprimée en nombre de photoélectrons primaires détectés à l'entrée de la photodiode avalanche; c'est-à-dire avant qu'ils n'aient subi l'effet multiplicatif de la jonction de la photodiode et celui du gain du préamplificateur de charges. Le bruit électronique est aussi influencé par le gain M de la photodiode avalanche et par le nombre de photoélectrons primaires moyen \bar{N} créé dans la photodiode avalanche par la lumière de scintillation du cristal

^{ssss}Le *rendement photonique* dépend de plusieurs facteurs. Il est influencé par le rendement lumineux intrinsèque du scintillateur, mais aussi par le traitement de surface et les dimensions du cristal, par la présence et la qualité du réflecteur, par couplage entre le cristal et le photodétecteur de même que par l'efficacité quantique (efficacité de détection) de ce photodétecteur.

incidente sur sa fenêtre d'entrée. Le tout prend la forme de :

$$(3-6) \quad R_N = 2.35 \frac{ENC}{\sqrt{MN}}.$$

Quant au bruit de multiplication engendré à la jonction de la photodiode avalanche, il est affecté par le facteur de Fano F représentant les fluctuations statistiques créées par le gain M de la photodiode. Ce facteur d'excès de bruit peut être exprimé comme (LECOMTE, 1998):

$$(3-7) \quad F = kM + (1-k) \left(2 - \frac{1}{M} \right) \approx kM + 2$$

où k représente le ratio du coefficient d'ionisation des trous et des électrons à l'intérieur du silicium dans la photodiode avalanche. Pour le type de photodiode utilisé dans cette expérience, le facteur k vaut 0.015 (LECOMTE, 1999). Le nombre moyen de photoélectrons primaires générés dans la photodiode avalanche affecte aussi le bruit de multiplication. La contribution de ce bruit à la résolution en énergie du cristal s'écrit comme :

$$(3-8) \quad R_M = 2.35 \sqrt{\frac{(F-1)}{\bar{N}}}.$$

La résolution du scintillateur R_S peut être à son tour décomposée en résolution statistique du scintillateur R_e et en résolution intrinsèque du scintillateur R_i :

$$(3-9) \quad R_S = \sqrt{R_e^2 + R_i^2}.$$

La résolution statistique dépend du nombre de photoélectrons primaires moyen \bar{N} et du facteur d'excès de bruit F_S qui décrit les fluctuations statistiques dans le nombre de

photons générés dans le scintillateur ce qui représente l'excès de variance des mécanismes d'émission (statistique de Poisson ($F_S > 1$) (KNOLL, 1989, pp.74-89)) :

$$(3-10) \quad R_e = 2.35\sqrt{F_S/\bar{N}}.$$

La résolution intrinsèque du cristal R_i est affectée par les inhomogénéités de la structure cristalline du scintillateur de même que par d'autres facteurs extérieurs affectant l'efficacité de collecte de lumière causant des variations de rendement lumineux. La forme de l'échantillon (cubique ou parallélépipédique), l'état de sa surface (poli, dépoli, écorné,...), l'état de son volume (craques, bulles, transparence, coloration,...) et le type de réflecteurs utilisé tels que spéculaire, diffus, haute/basse réflectivité... sont des exemples de ces facteurs.

Pour un scintillateur idéal, la résolution intrinsèque R_i se réduit à zéro et le facteur F_S se limite à 1. Dans ce cas, la résolution du scintillateur R_S (voir équation 3-9 se réduit à la variation statistique du nombre de photoélectrons primaires moyen \bar{N} générés dans le scintillateur qui se comporte selon la statistique de Poisson. Il est à noter que la résolution en énergie du scintillateur R (équation 3-5) est dépendante de la constante de temps de mise en forme de l'amplificateur spectroscopique τ (habituellement $\tau = 250$ ns). Cette dernière affecte R à travers la charge équivalente de bruit ENC et du nombre d'électrons primaires moyen \bar{N} (LECOMTE, 1999).

Comme l'étude de la résolution intrinsèque est très sensible aux caractéristiques physiques de l'échantillon, il est important de respecter certaines règles. Les échantillons doivent être de forme cubique afin d'uniformiser le transport de la lumière à l'intérieur de leur volume. Pour un cristal parallélépipédique ($2 \times 2 \times 15$ mm³) lu par sa petite section (2×2 mm²), un photon émis au haut de l'échantillon

interagira plus souvent avec la surface du cristal qu'un photon émis au bas de l'échantillon. À chaque interaction avec cette surface, le photon possède une certaine probabilité d'être absorbé et une certaine probabilité d'être réfléchi. Cette probabilité est affectée par la présence et la qualité d'un réflecteur de même que par la qualité du polissage du cristal. En définitive, un photon émis loin du photodétecteur présente plus de risques d'être absorbé qu'un photon émis plus près du photodétecteur (voir Figure 3-25). Comme plusieurs milliers de photons sont émis pour chaque excitation des centres luminescents par un photon d'annihilation (511 keV), cette différence de probabilité d'absorption en fonction de la position d'émission à l'intérieur du volume du cristal affecte le rendement photonique mesuré par la photodiode avalanche et, de ce fait, la résolution en énergie.

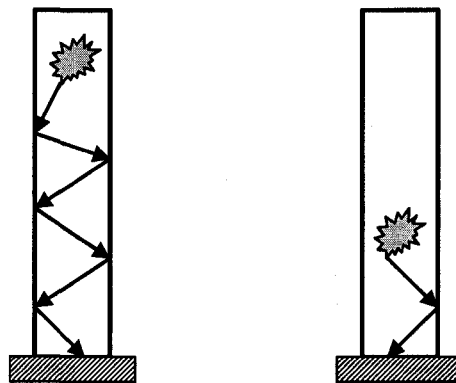


Figure 3-25 : Exemple de la différence de trajet lumineux dans un cristal parallélépipédique entre une excitation des centres de luminescence située au haut du cristal par rapport à une excitation située au bas. À chaque interaction avec la surface du cristal, le photon a une certaine probabilité d'être absorbé et une certaine probabilité d'être réfléchi. Plus l'excitation se produit loin du photodétecteur, moins le rendement photonique sera important.

Le choix du réflecteur est aussi un élément clef, comme nous venons de le voir. Nous préconisons un réflecteur diffus de haute réflectivité (> 98%) non en contact avec le cristal. Le ruban de téflon est le réflecteur diffus offrant les meilleures performances tout en étant le plus pratique à utiliser. Si on l'enroule autour du cristal sans trop serrer, on s'assure d'une bonne réflectivité sans pour autant qu'il ne soit en

contact avec la surface du cristal (il reste toujours un mince film d'air). Ceci n'est pas le cas des peintures à base d'oxyde de titane qui, bien qu'aussi réfléchissante que le téflon, doivent être déposées sur la surface du cristal. En utilisant au moins six couches de ruban de téflon, on s'assure d'une complète opacité du réflecteur et on élimine les pertes de lumière.

Le ruban de téflon a cependant un inconvénient, il possède une grande affinité avec la graisse optique utilisée pour coupler les cristaux à la photodiode. Il a tendance à laisser la graisse s'infiltrer par capillarité le long de la surface du cristal. En plus de chasser le film d'air nécessaire à une bonne réflectivité, la graisse détrempe le ruban de téflon et le rend translucide, perdant ainsi toute ses qualités de réflecteur. Pour pallier à ce problème, on doit laisser une mince gorge (moins d'un millimètre) dégagée de tout réflecteur au bas du cristal (près du photodétecteur) en plus d'étaler la graisse optique avec parcimonie.

De plus, les échantillons doivent présenter une très bonne qualité de polissage. Un fini optique (grit < 0.5 μm) est grandement suggéré. Idéalement, le cristal devrait être absent de tous éclats, égratignures, écornures, bulles, nébulosités et/ou coloration, que ce soit sur sa surface ou dans son volume. Ces défauts ont pour effet de diffuser la lumière ce qui, au mieux, rallonge le trajet photonique dans le volume cristallin ou, au pire, absorbe les photons et réduit le rendement photonique.

a) Matériel et méthodes

L'évaluation du rendement photonique et de la résolution en énergie des différents échantillons a été réalisée à l'aide de techniques typiques de spectroscopie gamma (KNOLL, 1989). La Figure 3-26 présente un schéma du montage. Les mesures ont été réalisées à l'aide d'une source de ^{68}Ge (511 keV). Les échantillons étaient

enveloppés dans du ruban de téflon (> 6 couches) et couplés au photodétecteur à l'aide de graisse optique. Une photodiode avalanche PerkinElmer ($4 \times 4 \text{ mm}^2$) (McINTYRE, 1996) ayant une efficacité quantique de 60% à 420 nm a été utilisée en conjonction avec un préamplificateur de charge à bas bruit, intégré en technologie CMOS (BINKLEY, 2000). Un amplificateur spectroscopique ORTEC 452 a été employé pour faire la mise en forme du signal ($\tau = 250 \text{ ns}$). Le rendement photonique (Phé/MeV) et le bruit électronique ont été estimés à l'aide d'un signal test injecté en parallèle avec le signal de la photodiode à l'entrée du préamplificateur de charge au travers un

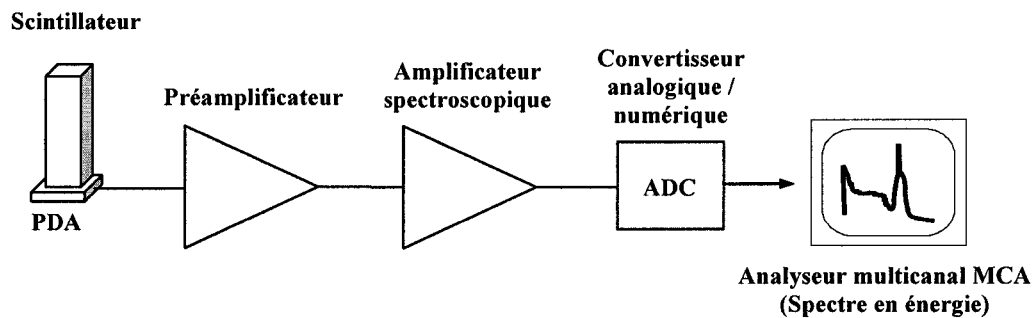


Figure 3-26 : Schéma de montage de spectroscopie gamma pour évaluer le rendement photonique et la résolution en énergie.

condensateur de 1 pF (capacité test).

Afin de se faire une idée du comportement d'un détecteur à scintillation opéré en mode TEP et en mode TDM, comparativement au comportement d'échantillons de cristaux scintillateurs mesurés par des photodétecteurs prototypes utilisés en laboratoire, l'étude de résolution en énergie a été répétée avec le détecteur à scintillation LabPET™. Ce détecteur est composé de quatre pixels de détection formés d'une photodiode avalanche de structure *reach-through* produite par la compagnie PerkinElmer Optoelectronic (Vaudreuil-Dorion, Québec, Canada) (PETRILLO, 1984) (LECOMTE, 1999) et de deux cristaux assemblés en *phoswich* (Figure 3-27). Les cristaux sont le LYSO LabPET™ ($\text{Lu}_{1.9}\text{Y}_{0.1}\text{SiO}_5\text{:Ce} - 5\% \text{ Y}$) et le LGSO K1-071 ($\text{Lu}_{0.4}\text{Gd}_{1.6}\text{SiO}_5\text{:Ce} - 80\%$

Gd), mesurant $2 \times 2 \times (9.9-10.3) \text{ mm}^3$. À titre de comparaison, des cristaux provenant des mêmes lots que ceux assemblés dans les modules LabPET™ et ayant subi le même traitement de surface ont été couplés à une photodiode avalanche PerkinElmer ($4 \times 4 \text{ mm}^2$) (McINTYRE, 1996) ayant une efficacité quantique de 60% à 420 nm. Ces cristaux ont été emballés dans du ruban de téflon (> 6 couches) et couplés à la photodiode

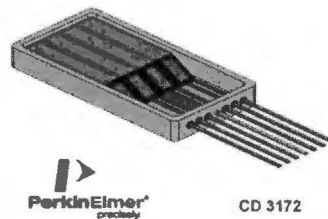


Figure 3-27 : Schéma d'assemblage du détecteur LabPET™.

avalanche avec de la graisse optique.

b) Résultats

Le rendement photonique moyen et la résolution en énergie des scintillateurs LSOg 2002 et LYSOg (60%Y) $4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$ irradiés par une source gamma de ^{137}Cs (662 keV) sont regroupés au Tableau 3-6. Ils sont comparés à ceux des cristaux GSO et BGO de même qu'au LSOref plus ancien (1996). Deux exemples typiques de spectres en énergie obtenus avec les échantillons de LSOg 2002 et de LYSOg (60%Y) couplés à une photodiode avalanche sont présentés aux Figure 3-28 et Figure 3-29, respectivement. En dépit de l'augmentation de leur rendement photonique comparativement au LSOref (de 11% à 36% selon les échantillons), les LSOg 2002 n'ont pas vraiment amélioré leur résolution en énergie.

Tableau 3-6 : Rendement photonique et résolution en énergie des scintillateurs LSO et LYSO (60%Y) 4×4×10 mm³ pour une irradiation à 662 keV (¹³⁷Cs)

Scintillateurs	Rendement photonique (%)		Résolution en énergie (%)	
	TPM	PDA	TPM	PDA
LSOref	100	100	12.4	9.5
LSOA	136	111	11.8	10.4
LSOB	134	118	11.2	9.8
LSOg 2002	117 ± 7	134 ± 2	12 ± 1	10.2 ± 0.1
LYSOg (60%Y)	111 ± 5	128 ± 5	13 ± 1	10.2 ± 0.3
GSO	44	53	13.7	7.5
BGO	12	42	20.9	10.5

La résolution en énergie des cristaux LYSO LabPET™ (5%Y) et LGSO K1-071 (80%Gd) a été mesurée pour les cristaux individuels, enveloppés dans du ruban de téflon et lus par une photodiode avalanche, et en assemblage *phoswich*, dans les modules LabPET™. En comparaison, la résolution en énergie d'un LSOg 2002 (2×2×4 mm³) a aussi été mesurée. Les Figure 3-30, Figure 3-31 et Figure 3-32 présentent les spectres en énergie des LYSO LabPET™, LGSO K1-071 et LSOg 2002 individuels, respectivement, et la Figure 3-33 présente le même type de spectre pour l'un des modules LabPET™. Ces mesures ont été réalisées avec une source de photons d'annihilation (511 keV) identique à celle utilisée en tomographie d'émission par positrons.

La même expérience a été répétée avec les cristaux individuels irradiés par une source gamma de 59.9 keV (²⁴¹Am) représentative de la gamme d'énergie utilisée en tomodensitométrie. Les Figure 3-34 à Figure 3-36 présentent les spectres en énergie obtenus avec cette source. Le Tableau 3-7 résume ces résultats. La résolution en énergie du LGSO mesurée à 511 keV est bien dégradée en comparaison à celle du LYSO et du LSO. Ceci n'est pas étonnant considérant que son rendement lumineux

intrinsèque est 50% plus faible. Cependant, cet écart n'est pas aussi marqué lorsqu'on observe la résolution en énergie mesurée à 59.9 keV où c'est plutôt le LYSO qui fait piètre figure. Le photopic des trois scintillateurs est bien visible à cette énergie, ce qui est prometteur pour les applications tomodensitométriques. La bonne performance du LSO peut s'expliquer par sa géométrie avantageuse ($2 \times 2 \times 4 \text{ mm}^3$) qui favorise une bonne collecte de lumière et améliore la résolution en énergie.

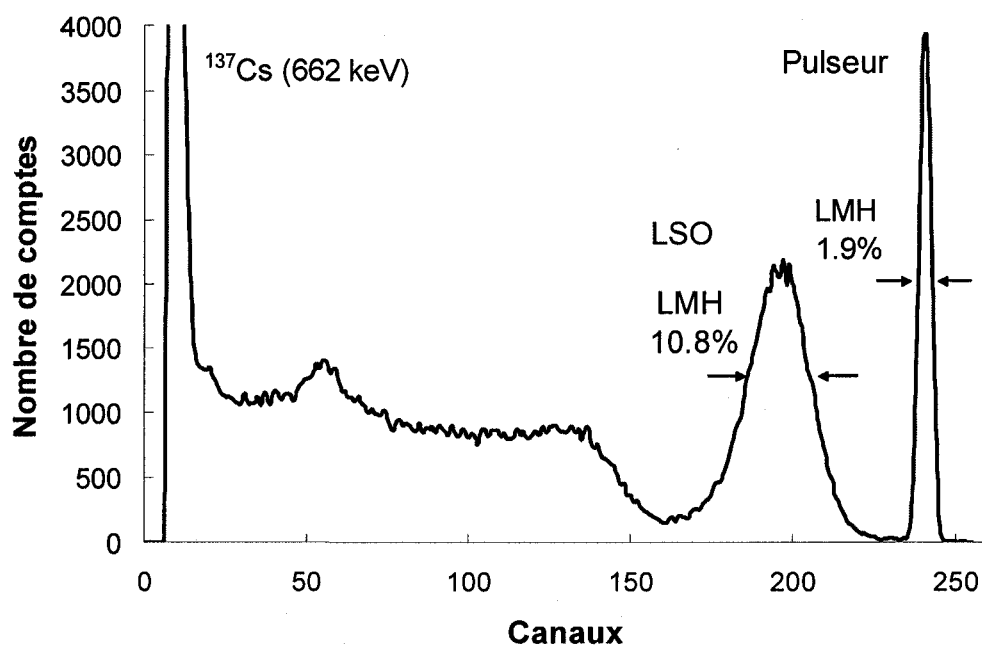


Figure 3-28 : Exemple d'un spectre en énergie typique des échantillons LSOg 2002 couplés à une photodiode avalanche et irradiés par une source gamma de 662 keV (^{137}Cs).

Tableau 3-7 : Résolution en énergie et rendement lumineux intrinsèque des scintillateurs LYSO LabPET™, LSOp 2002 et LGSO K1-071 à 511 keV et à 59,9 keV

Scintillateur	Résolution en énergie à 511 keV (%)	Résolution en énergie à 59.9 keV (%)	Rendement lumineux intrinsèque à 511 keV (u. arb.)
LYSO LabPET™ (5%Y)	18.2	47.1	38 ± 1
LSOp 2002	15.5	37.9	42.1 ± 0.5
LGSO K1-071 (80%Gd)	22.3	40.8	20 ± 2

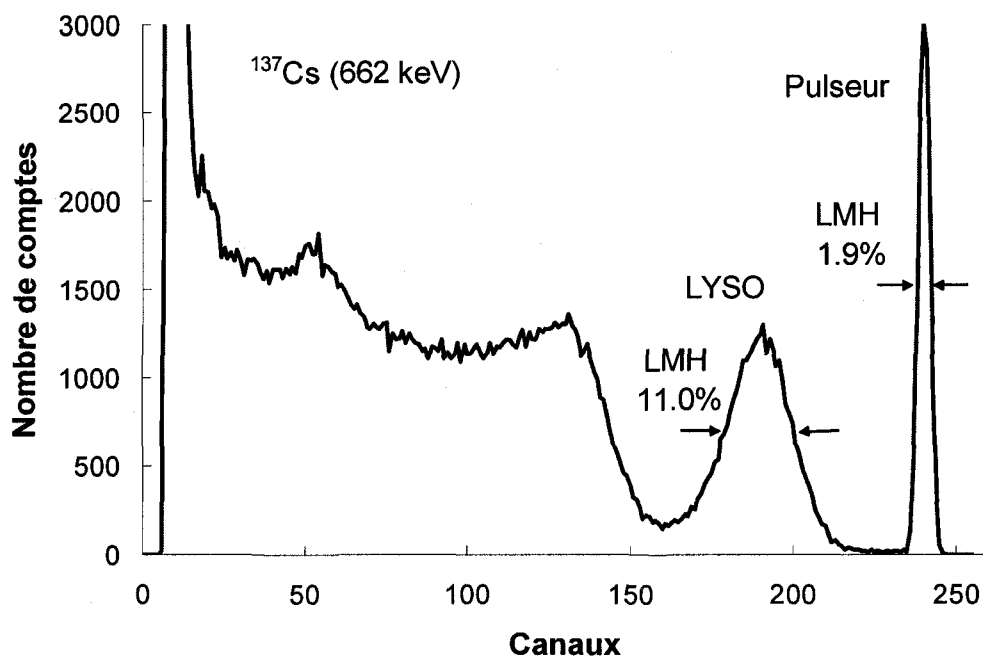


Figure 3-29 : Exemple d'un spectre en énergie typique des échantillons LYSOg (60% Y) couplés à une photodiode avalanche et irradiés par une source gamma de 662 keV (^{137}Cs).

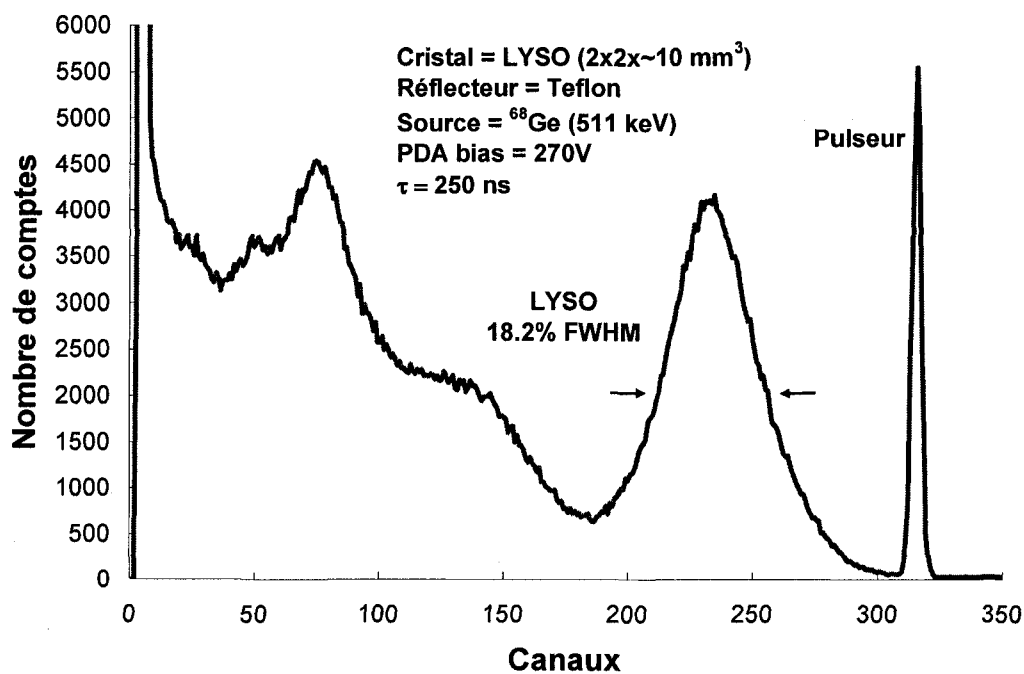


Figure 3-30 : Spectre en énergie typique du LYSO LabPET™ (5%Y) irradié par une source de photons d'annihilation (511 keV).

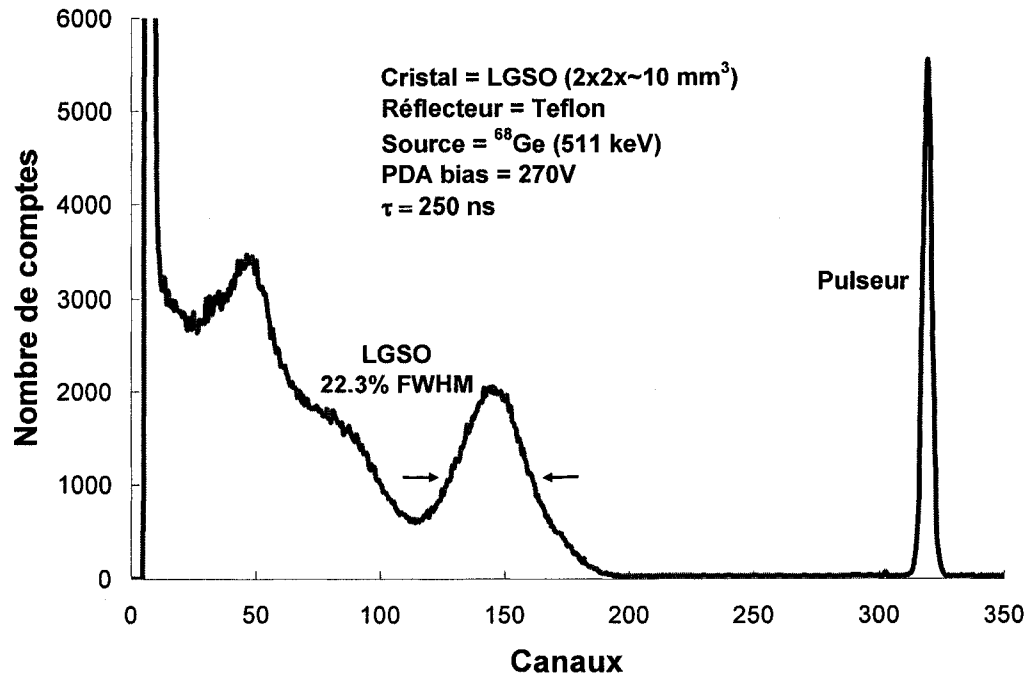


Figure 3-31 : Spectre en énergie typique du LGSO K1-071 (80%Gd) irradié par une source de photons d'annihilation (511 keV).

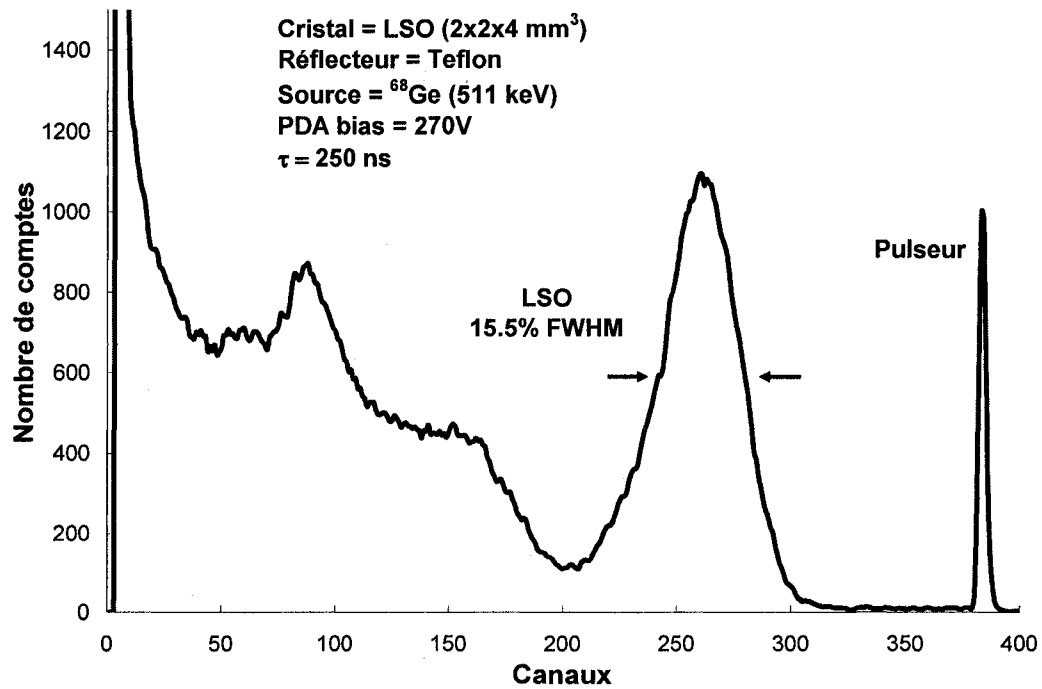


Figure 3-32 : Spectre en énergie typique du LSO Op 2002 irradié par une source de photons d'annihilation (511 keV).

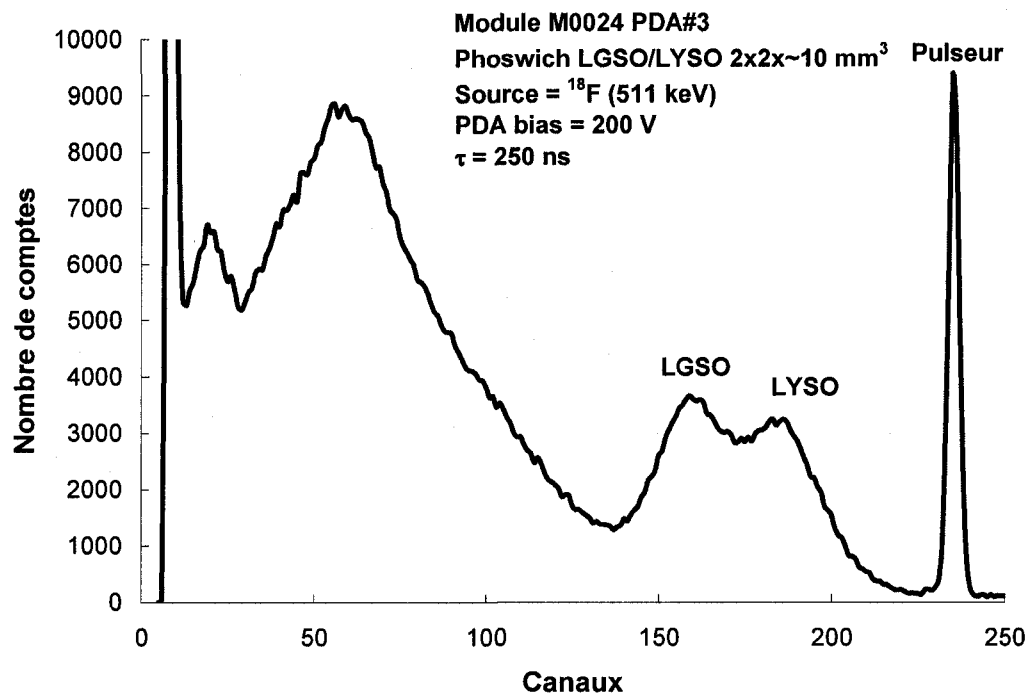


Figure 3-33 : Spectre en énergie typique du module LabPET™ (voie #3) irradié par une source de photons d'annihilation (511 keV).

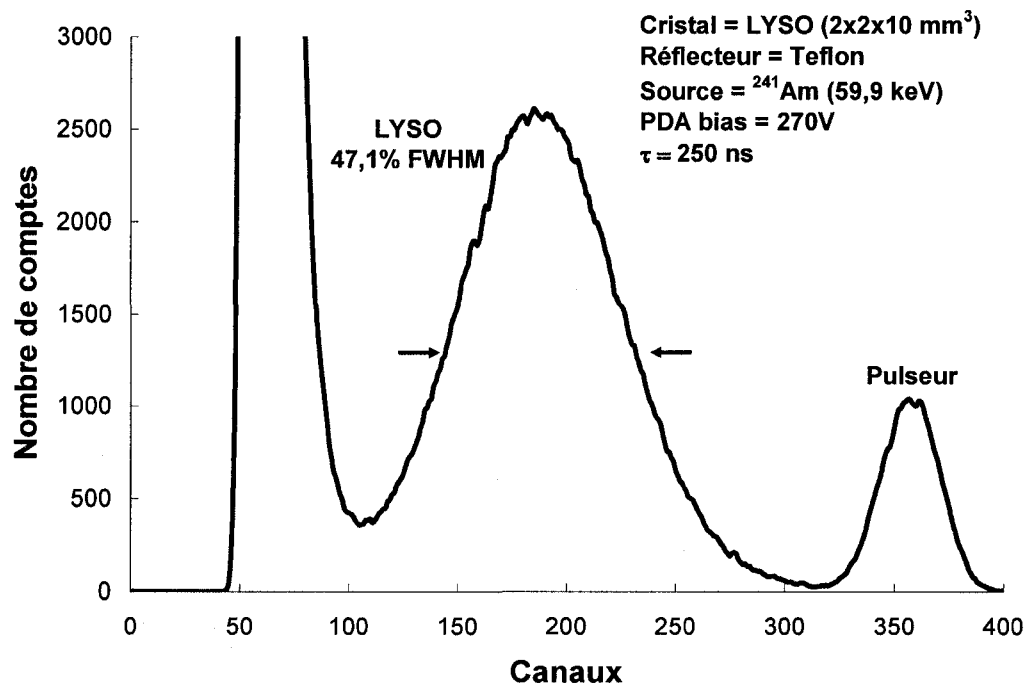


Figure 3-34 : Spectre en énergie typique du LYSO LabPET™ (5%Y) irradié par une source de photons de 59.9 keV (²⁴¹Am).

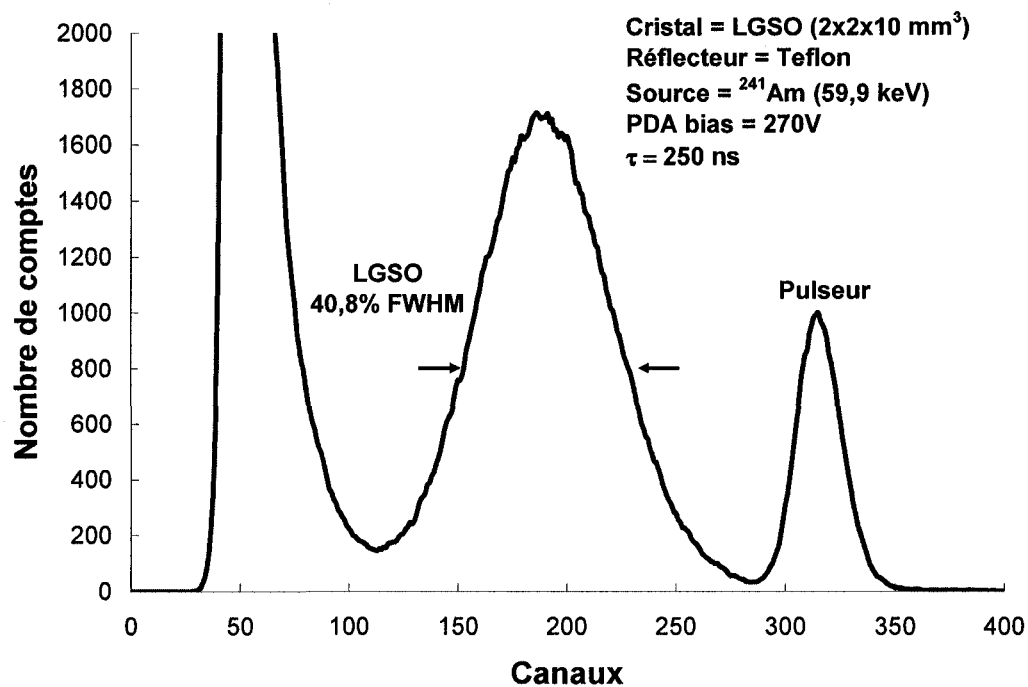


Figure 3-35 : Spectre en énergie typique du LGSO K1-071 (80%Gd) irradié par une source de photons de 59.9 keV (²⁴¹Am).

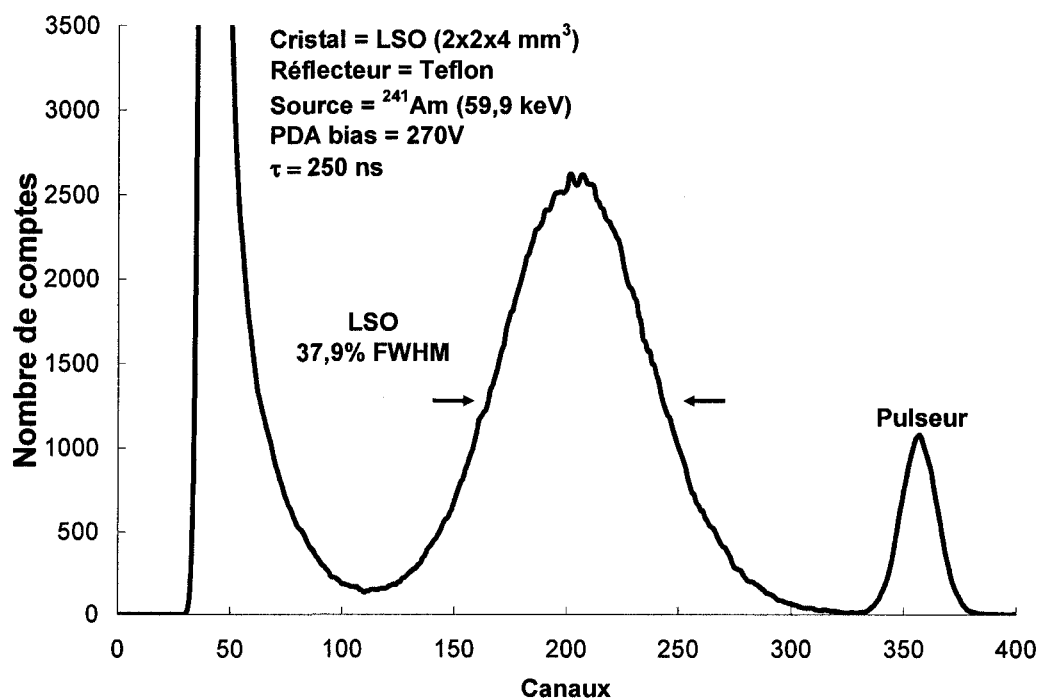


Figure 3-36 : Spectre en énergie typique du LSO 2002 irradié par une source de photons de 59.9 keV (²⁴¹Am).

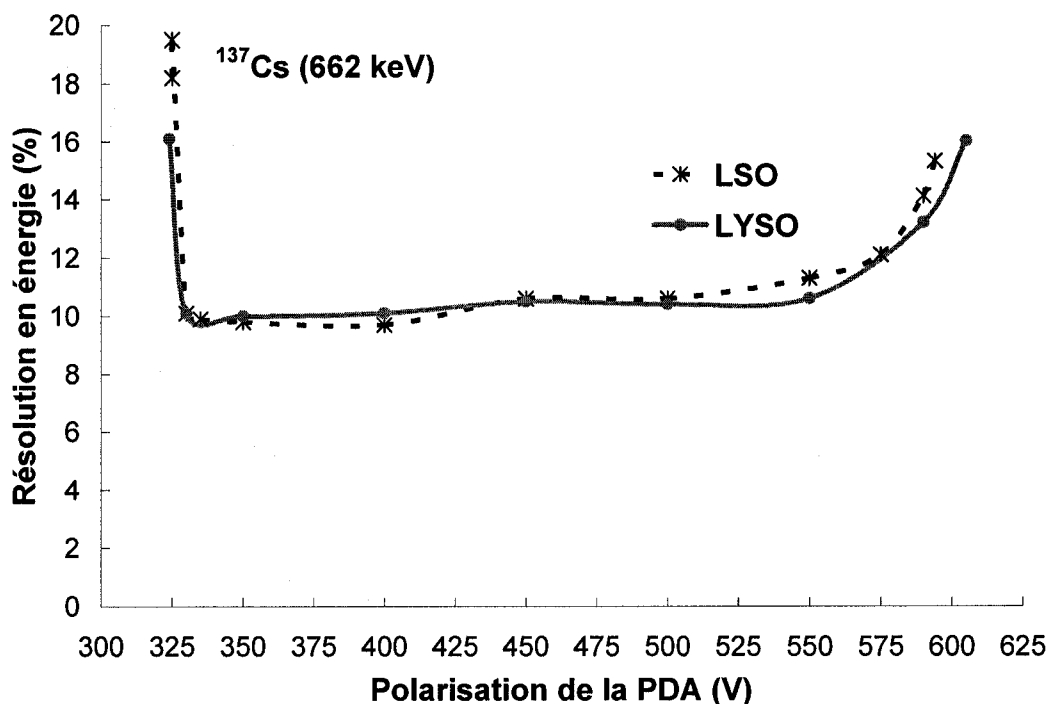


Figure 3-37 : Comportement de la résolution en énergie en fonction de la tension de polarisation de la photodiode avalanche pour les scintillateurs LSOg 2002 et LYSOg (60%Y) irradiés par une source gamma de 662 keV (^{137}Cs , $\tau_{\text{as}} = 250$ ns).

La Figure 3-37 illustre le comportement de la résolution en énergie en fonction de la tension de polarisation de la photodiode avalanche pour les scintillateurs LSO#9g 2002 et LYSO#9g (60% Y) $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$ irradiés par une source gamma de 662 keV (^{137}Cs , $\tau_{\text{as}} = 250$ ns). Ces deux cristaux sont représentatifs des autres échantillons de ces lots. Comme on peut le voir, le LSOg 2002 et le LYSOg (60% Y) réagissent de manière quasi identique à l'augmentation du gain de la photodiode, atteignant une résolution en énergie $\sim 10\%$. Afin de mieux comprendre ces scintillateurs, la résolution R_s (équation 3-9) de certains échantillons a été plus étroitement étudiée. Ceci a été accompli en mesurant le nombre de photoélectrons primaires moyen \bar{N} et le facteur d'excès de bruit de scintillation F_s pour une gamme d'énergies allant de 33 keV (^{137}Cs) à 1332 keV (^{60}Co). Les Figure 3-38 et Figure 3-39 présentent la décomposition de la résolution en énergie des scintillateurs LSOg 2002 et LYSO (60% Y), respectivement, en ses divers

éléments (bruit électronique, bruit de multiplication de la photodiode avalanche, résolution statistique du scintillateur et résolution intrinsèque) en fonction du nombre de photoélectrons primaires moyen générés dans la photodiode. Ces résultats peuvent être comparés à ceux du LSOref (Figure 3-40). Les paramètres de scintillation de ces cristaux sont regroupés au Tableau 3-8 et comparés aux résultats obtenus avec les scintillateurs de référence BGOref et GSOref.

Tableau 3-8 : Comparaison des paramètres de scintillation F_S et R_i .

Scintillateurs	Rendement photonique (Nb/MeV)	F_S	R_i (%)
BGOref	2860	1.44	0
GSOref	4160	1.0	0
LSOref	7650	5.2	3.5
LSOg 2002	9990 \pm 410	7.3 \pm 0.3	5.2 \pm 0.1
LYSOg (60%Y)	9860 \pm 253	10.1 \pm 0.8	2.9 \pm 0.7

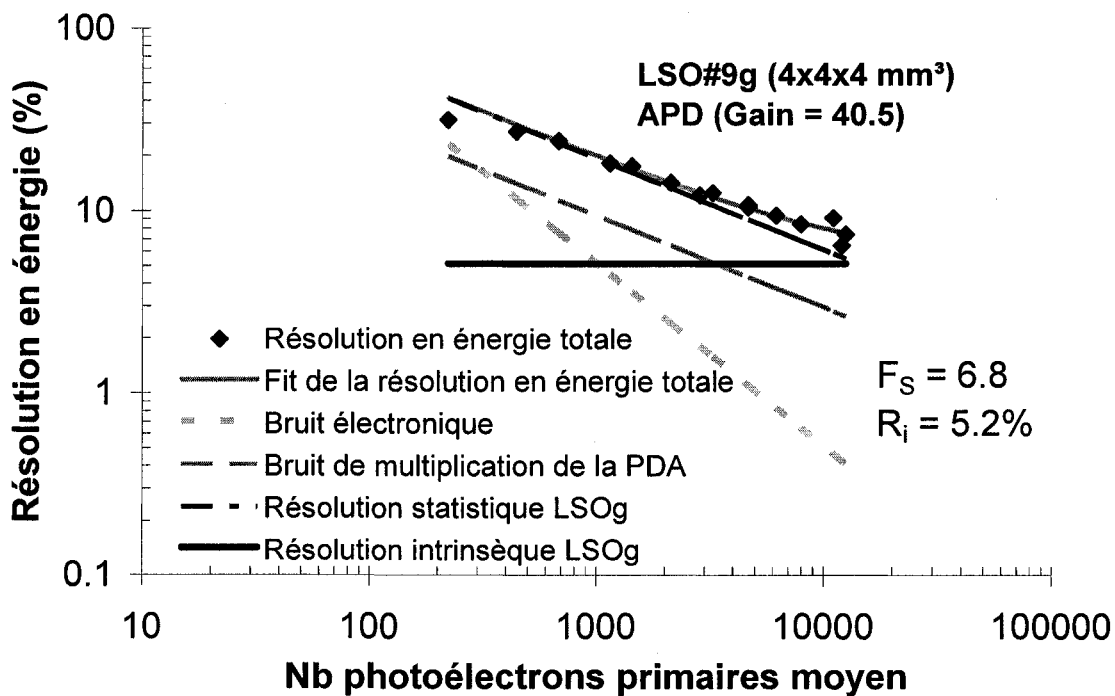


Figure 3-38 : Décomposition de la résolution en énergie du cristal LSO#9g 2002, exemple typique des échantillons du même lot.

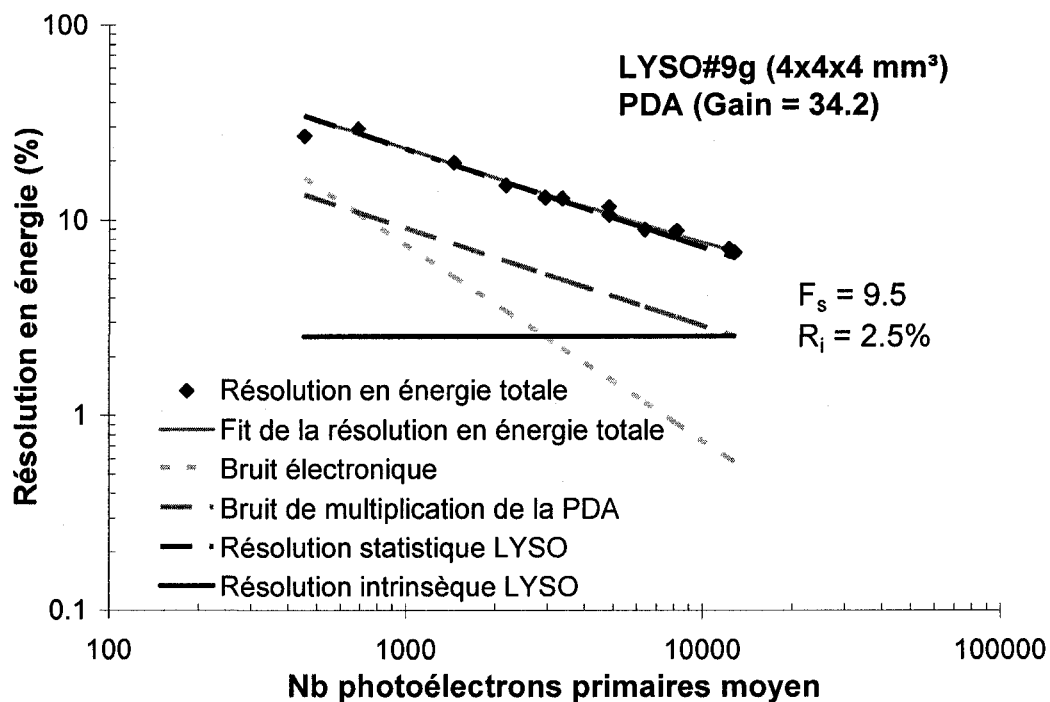


Figure 3-39 : Décomposition de la résolution en énergie du cristal LYSO#9g (60% Y), exemple typique des échantillons du même lot.

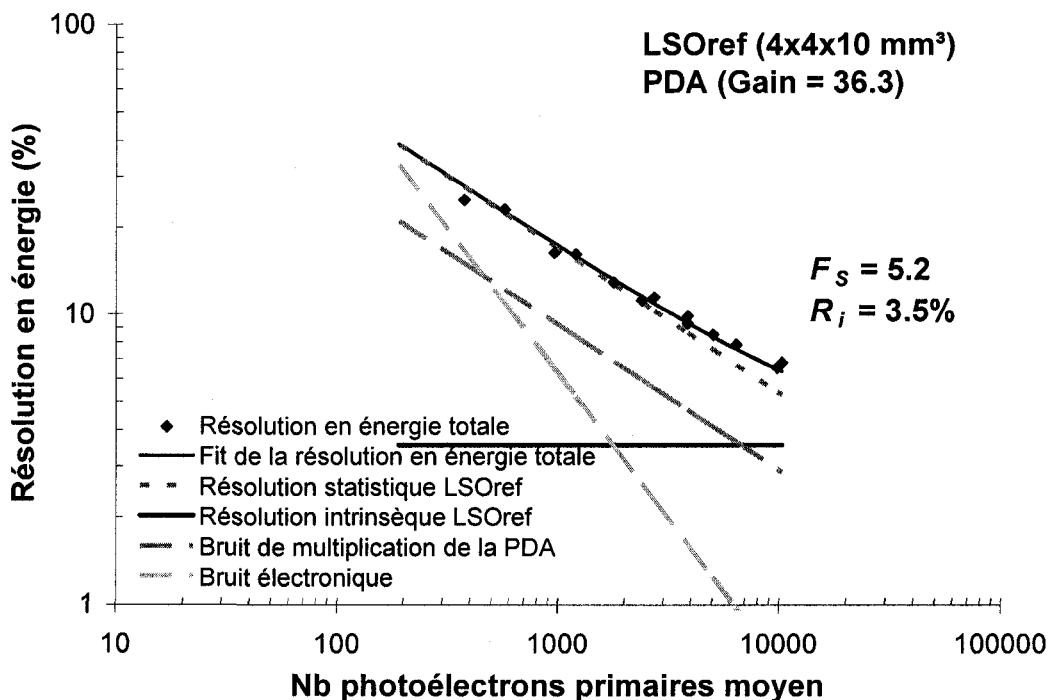


Figure 3-40 : Décomposition de la résolution en énergie du cristal LSOref.

Le nombre de photoélectrons primaires moyen des échantillons de LSOg 2002 et de LYSOg (60% Y) est quasi identique et ~ 25% supérieur à celui du LSOref. Cependant, cette augmentation du rendement photonique ne se traduit pas en une amélioration de la résolution en énergie. Un plus grand nombre de photoélectrons primaires devraient améliorer la statistique de scintillation ce qui se reflèterait, en principe, dans la valeur des paramètres de scintillation F_s (excès de variance des mécanismes de scintillation) et R_i (résolution intrinsèque du scintillateur). Comme on peut le voir par les mesures rapportées, ce n'est pas le cas. La valeur modélisée de F_s pour le LSOg 2002 (7.3 ± 0.3) est similaire pour ne pas dire moins bonne que celle mesurée pour le LSOref ($F_s = 5.2$). Quant à sa résolution en énergie intrinsèque, elle est pire que celle du LSOref (5.2 ± 0.1 % comparativement à 3.5%, respectivement). Les échantillons de LYSOg (60% Y) atteignent une bien meilleure résolution intrinsèque que le LSOg 2002 (2.9 ± 0.7). Cependant, leur facteur d'excès de variance F_s est bien détérioré (10.1 ± 0.8).

Ces résultats mitigés pourraient s'expliquer par la non proportionnalité observée entre le rendement photonique (Ph/MeV) généré par l'excitation des centres de luminescence et l'énergie de la source gamma utilisée pour initier cette excitation. Les Figure 3-41 et Figure 3-42 illustrent cette non proportionnalité, en accord avec d'autres observations rapportées précédemment par d'autres groupes (DURENBOS, 1994) (DURENBOS, 1995) (TAULBEE, 1997) (RONEY, 1997).

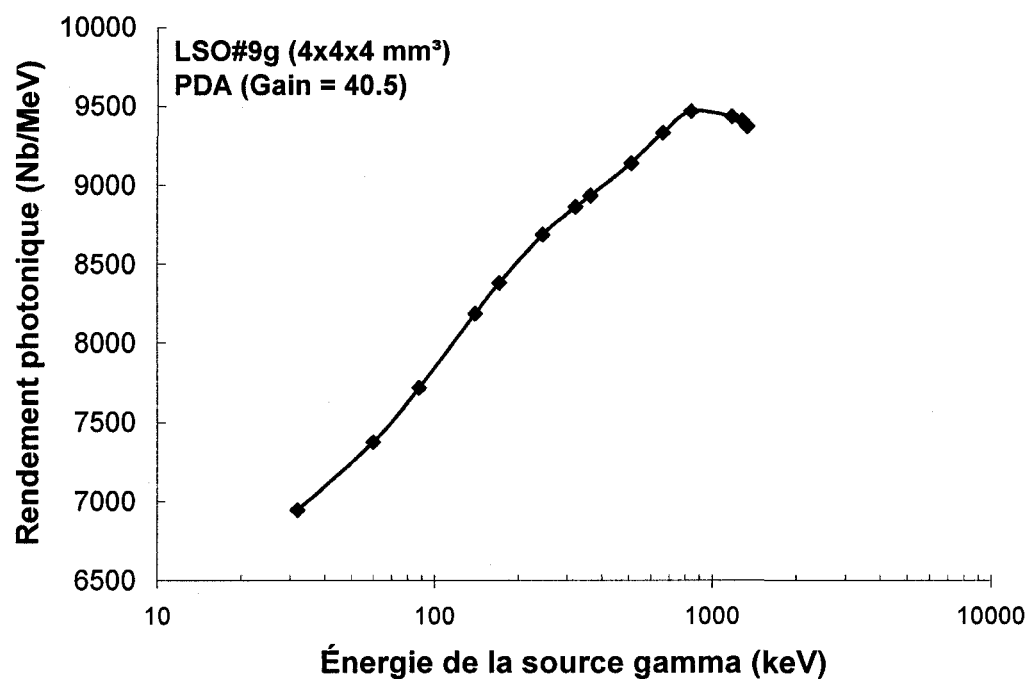


Figure 3-41 : Non proportionnalité entre le rendement photonique (Nb/MeV) généré par l'excitation des centres de luminescence du LSO#9g 2002 et l'énergie de la source gamma utilisée pour initier cette excitation, exemple typique des échantillons du même lot.

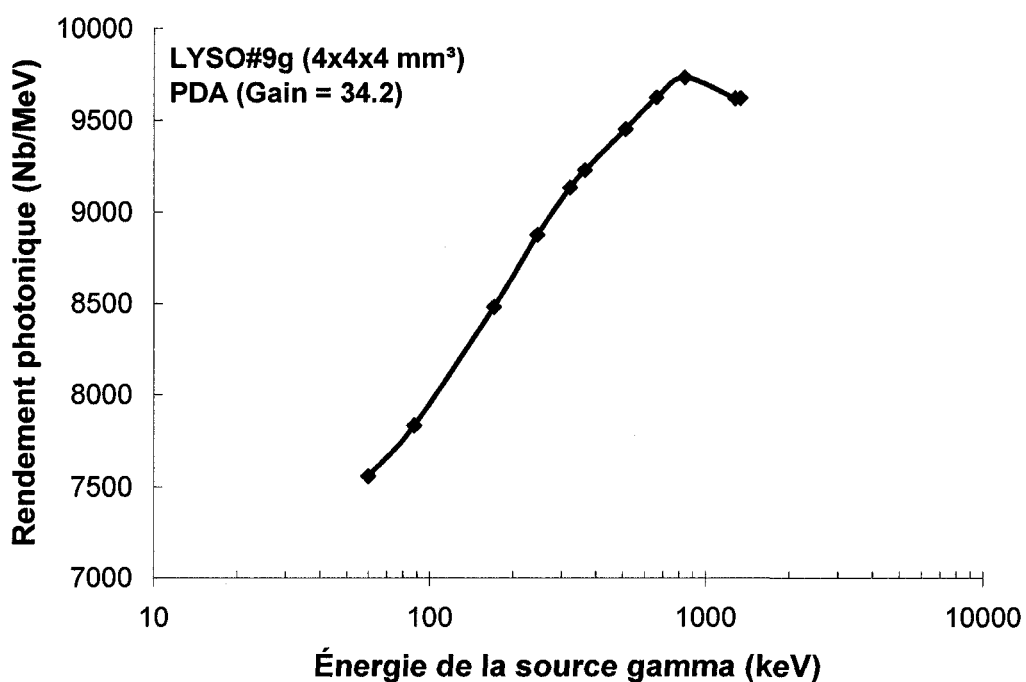


Figure 3-42 : Non proportionnalité entre le rendement photonique (Nb/MeV) généré par l'excitation des centres de luminescence du LYSO#9g (60% Y) et l'énergie de la source gamma utilisée pour initier cette excitation, exemple typique des échantillons du même lot.

c) Discussion des résultats

Le rendement photonique des cristaux LSOg 2002 s'est amélioré de manière significative lorsqu'on le compare à celui du LSOref (1996). Les échantillons de LYSOg (60% Y) présentent aussi de très bons résultats, quoiqu'un peu inférieurs à ceux des LSOg 2002 et ce, malgré la présence d'yttrium. On se serait attendu que cet atome augmente d'avantage le rendement photonique du LYSO. Malheureusement, le rendement photonique accru de ces deux scintillateurs ne se traduit pas en une amélioration déterminante de la résolution en énergie. Même en ayant optimisé les conditions expérimentales (cristaux cubiques, très bon polissage et réflecteur à haute réflectivité) afin d'amplifier la collecte de lumière et d'éliminer sa dépendance du rendement photonique sur la position d'interaction dans le cristal (voir Figure 3-25), la résolution en énergie ne s'améliore pas. Comme cela a été souligné auparavant (SAOUDI, 1999) (DURENBOS, 1994) (Durenbos, 1995) (TAULBEE, 1997) (RONEY, 1997), des mécanismes fondamentaux autres que ceux reliés à la statistique de scintillation doivent être responsables de la résolution en énergie limitée observée chez ces scintillateurs.

Nos résultats suggèrent qu'à la fois la résolution intrinsèque R_i des échantillons de LSOg 2002 et de LYSOg (60% Y) et le facteur de fluctuation statistique du nombre de photons émis par les mécanismes de luminescence F_s contribuent à dégrader leur résolution en énergie. Comme les cristaux sont clairs et exempts de toutes bulles, craques ou impuretés visibles à l'œil ou sous binoculaire, la résolution intrinsèque non idéale ($R_i > 0$) des cristaux cubiques utilisés dans cette étude est probablement due à des inhomogénéités dans l'efficacité de scintillation au travers du volume du cristal. Pour étudier davantage cette question, une étude pourrait être mise sur pied où la dépendance spatiale de l'efficacité de scintillation serait investiguée à l'aide d'une

source radioactive à collimation forte afin d'irradier une zone très circonscrite du volume cristallin et d'en tirer la résolution intrinsèque R_i à cet endroit précis.

Le facteur d'excès de variance F_s ne peut être exclu comme autre source importante de la dégradation de la résolution en énergie des scintillateurs LSOg 2002 et LYSOg (60% Y). Cet excès de variance est habituellement attribué à la non proportionnalité marquée du rendement photonique des scintillateurs orthosilicates de terres rares en fonction de l'énergie utilisée pour les irradier (c.f. Figure 3-41 et Figure 3-42) (DURENBOS, 1994) (Durenbos, 1995) (TAULBEE, 1997) (RONEY, 1997). L'origine de cette réponse non linéaire n'est pas très bien comprise. Cependant, la détérioration de la résolution en énergie des $(RE)_2SiO_5$ dopés au cérium a été reliée à la compétition entre les deux mécanismes de luminescence Ce1 et Ce2 qui a pour effet d'élargir la bande d'émission de ces scintillateurs.

La résolution en énergie à 511 keV des scintillateurs LYSO LabPET™ (5%Y) et LGSO K1-071 (80%Gd) a été mesurée en comparaison de celle du LSOp 2002 ($2 \times 2 \times 4$ mm³). Le comportement de deux cristaux LYSO et LGSO provenant des mêmes lots et assemblés en *phoswich* dans un module LabPET™ a aussi été étudié. La résolution en énergie du LYSO LabPET™ est similaire à celle du LSO, un peu détériorée par sa géométrie moins favorable. Celle du LGSO K1-071 est plus décevante à ~ 23%, mais peut s'expliquer par son polissage chimique qui était loin d'être optimal et sa géométrie très parallélépipédique.

Le spectre en énergie obtenu avec le module LabPET™ montre que les photopics du LYSO et du LGSO se découpent très bien du bruit et offre une résolution en énergie relativement bonne. Cependant, dans plusieurs cas non illustrés ici, le rendement photonique du LGSO dans l'assemblage *phoswich* pouvait être jusqu'à trois

fois plus bas que celui du LYSO. Comme il le sera démontré au prochain chapitre, le traitement de surface du scintillateur de même que le choix du réflecteur utilisé pour l'emballer sont des facteurs déterminant du rendement photonique que peut atteindre un scintillateur. De plus, la photodiode avalanche utilisée dans le détecteur LabPET™ ne recouvre qu'environ 50% de la surface du scintillateur. L'efficacité de collecte de lumière est ainsi très compromise et il suffit que la photodiode soit décentrée et favorise plus un scintillateur que l'autre pour que le rendement photonique de ce dernier chute drastiquement.

Comme on a pu le voir, les cristaux individuels se comportent bien lorsqu'ils sont irradiés avec une source gamma de 59.9 keV (^{241}Am). Leurs photopics sont bien définis et suffisamment loin du bruit pour permettre l'utilisation d'un seuil bas (coupant le bruit et les événements de basse énergie) sans pour autant pénaliser l'efficacité de détection. Contrairement à la tomographie d'émission par positrons où la précision de la mesure du temps d'arrivée des événements est importante pour associer les paires d'événements en coïncidence et procéder à la reconstruction de l'image, la tomodensitométrie fait uniquement appel au comptage de photons. Dans ce cas, l'information temporelle n'est pas aussi importante et les contraintes de précision imposées sur la résolution en énergie sont beaucoup moins critiques.

L'augmentation du rendement photonique observée dans les échantillons de LSOg 2002 et LYSOg (60% Y) a été obtenue en amplifiant l'émission du centre de luminescence Ce2 tout en préservant la grande efficacité d'émission du centre Ce1. Cette coexistence très efficace des deux mécanismes d'émission, nécessaire pour un haut rendement photonique, pourrait bien être la cause de la résolution en énergie limitée observée chez ces scintillateurs. Bien que non idéale, cette situation n'est pas trop problématique lorsque ces scintillateurs sont utilisés en tomographie d'émission

par positrons où les photons d'annihilation de 511 keV déposent des quantités d'énergie importantes dans le cristal, engendrant un grand nombre de photoélectrons garants d'un fort rendement photonique.

Cependant, lorsqu'on veut utiliser ces mêmes scintillateurs pour faire des études de tomодensitométrie avec des rayons-X d'énergie 10 fois plus faible (~60 keV), la situation devient critique. D'autant plus que pour avoir une bonne sensibilité tout en ayant une bonne résolution spatiale, les cristaux devront avoir une géométrie hautement parallélépipédique, tout à fait non optimale pour maximiser la collecte de lumière. Dans ces conditions, bien qu'un fort rendement photonique soit primordial (ce qui est définitivement offert par les scintillateurs LSO et LYSO), une bonne résolution en énergie est très importante.

Comme nous n'avons aucune influence sur les caractéristiques physiques fondamentales du LSO et du LYSO que sont leur résolution intrinsèque et leur résolution statistique de scintillation, il est d'autant plus important d'optimiser les facteurs extérieurs qui peuvent dégrader la résolution en énergie comme la géométrie du cristal, ses états de surface, son emballage de même que le bruit électronique engendré par la photodiode avalanche et le circuit de mise en forme et d'acquisition des signaux.

3.3.4 Étude de résolution temporelle

La résolution temporelle d'un scintillateur inorganique, tout comme sa résolution en énergie intrinsèque, est une caractéristique physique fondamentale. En mode TEP, cette caractéristique est primordiale car elle affecte directement la qualité du rapport signal à bruit, permettant de réaliser des images en utilisant des activités plus importantes sans pour autant être submergé par le nombre de coïncidences fortuites. En mode TDM, la résolution temporelle a peu ou pas d'impact si ce n'est le fait qu'un scintillateur présentant une excellente résolution temporelle a tendance à posséder une constante de scintillation rapide, élément capital en tomographie par émission de positons.

La résolution temporelle de différents échantillons de scintillateurs inorganiques est présentée dans la section suivante. Afin d'illustrer le comportement de ces scintillateurs lorsqu'employés dans un véritable détecteur à scintillation utilisé en mode TEP, la résolution temporelle du détecteur LabPET™ est aussi rapportée.

a) Matériel et méthodes

La résolution temporelle analogique des scintillateurs LYSOg (60% Y) et LSOg 2002 a été mesurée en coïncidence avec un détecteur rapide (scintillateur plastique ($\tau = \sim 2$ ns) couplé à un tube photomultiplicateur). Le montage utilisé, basé sur deux discriminateurs à fraction constante offrant des constantes de mise en forme de 10 ns (ORTEC 579) et 100 ns (ORTEC 474) et sur un convertisseur temps/amplitude (ORTEC 457) est présenté à la Figure 3-43. Ce montage a aussi été utilisé pour étudier les performances du détecteur LabPET™ afin d'évaluer le comportement des scintillateurs inorganiques à l'intérieur de détecteurs à scintillation utilisés en mode TEP.

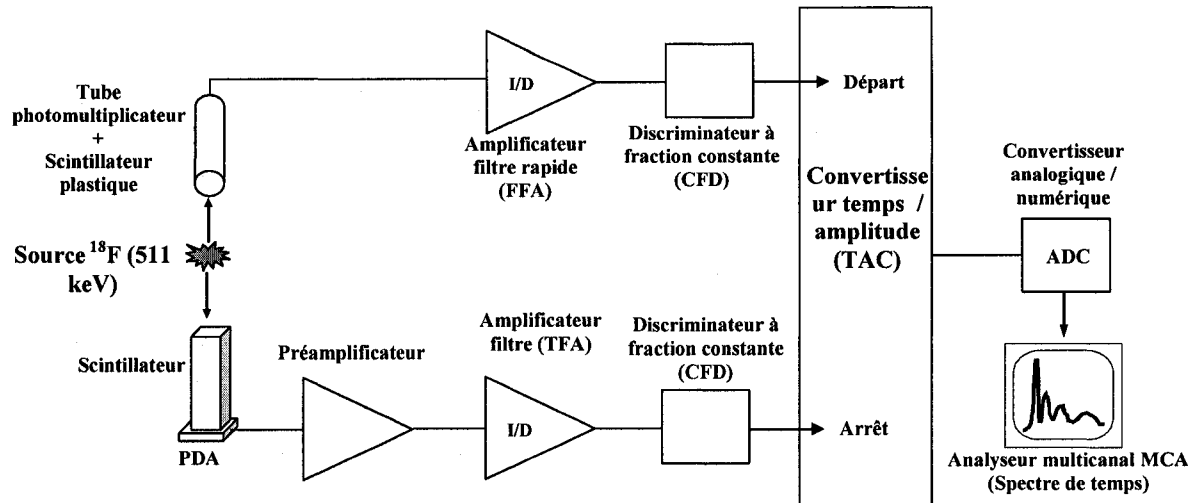


Figure 3-43 : Schéma du montage de résolution temporelle analogique.

Comme le traitement de signal du scanner LabPET™ fonctionne de manière entièrement numérique, des mesures de résolution temporelle ont été réalisées à l'aide d'algorithmes numériques avancés décrits ailleurs (LEROUX, 2003) (LEROUX, 2004) (MICHAUD, 2004) (SEMMAOUI, 2005) afin de représenter le comportement de ces scintillateurs à l'intérieur d'un scanner réel. Un schéma du montage numérique peut être visualisé à la Figure 3-44.

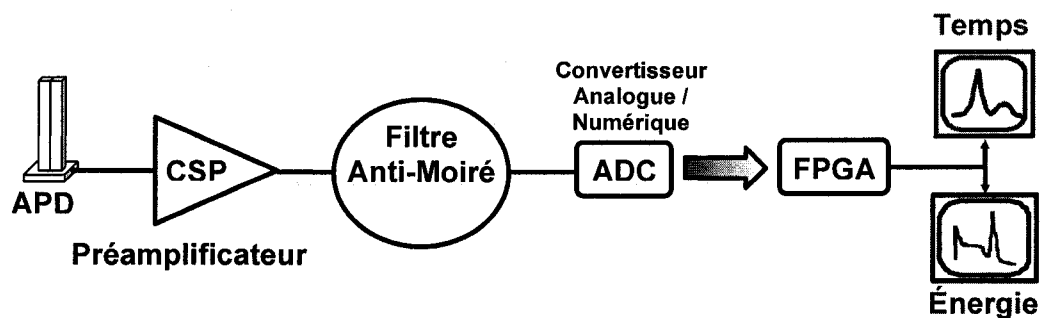


Figure 3-44 : Schéma du montage numérique utilisé pour les mesures de résolution temporelle numérique et d'identification du cristal d'interaction.

b) Résultats

Utilisant le circuit analogique de résolution temporelle en coïncidence présenté précédemment à Figure 3-43, la résolution temporelle, mesurée en coïncidence avec un photodétecteur rapide fait d'un scintillateur plastique ($\tau \sim 2$ ns) et d'un tube photomultiplicateur, d'échantillons de LSO et de LYSO en fonction de la polarisation de la photodiode avalanche a été obtenue (Figure 3-45 et Figure 3-46). Lorsque la photodiode avalanche est opérée à un gain de 57 (polarisation de 560 V), la résolution en temps du LSO#9g 2002 atteint 1.3 ns et celle du LYSO#9g (60%Y), 1.5 ns.

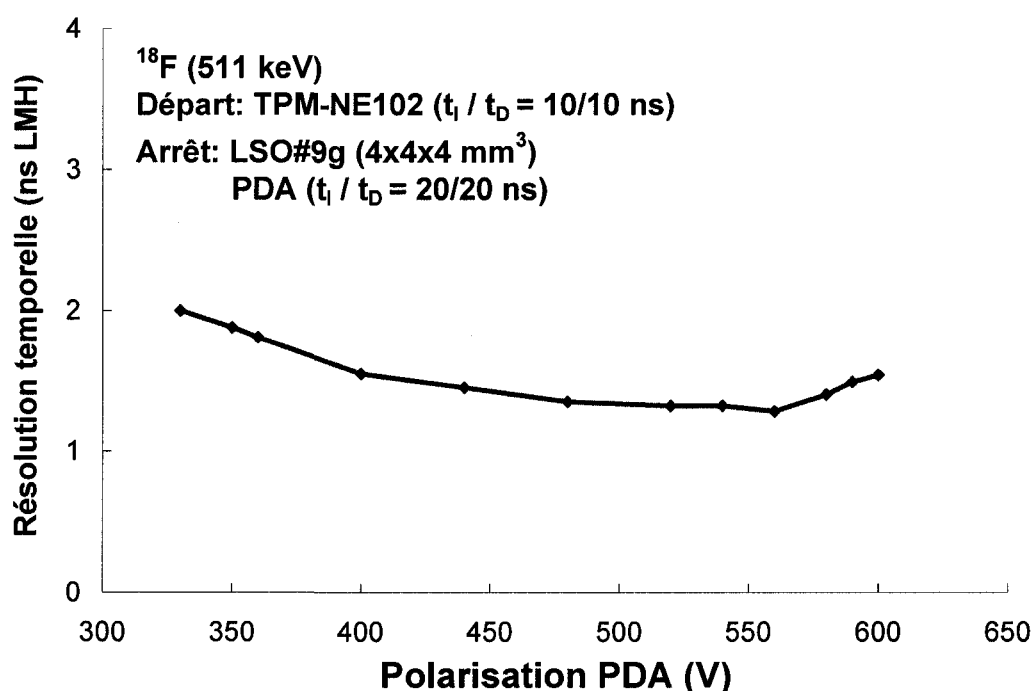


Figure 3-45 : Résolution temporelle en coïncidence en fonction de la tension de polarisation de la photodiode avalanche pour le cristal LSO#9g 2002, exemple typique des échantillons du même lot.

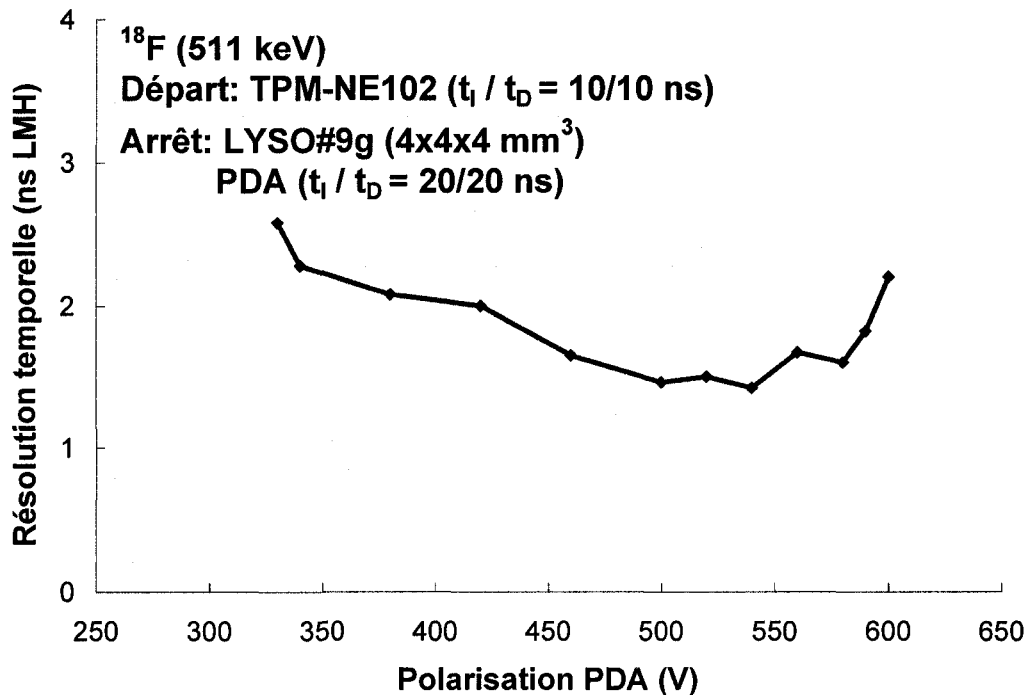


Figure 3-46 : Résolution temporelle en coïncidence en fonction de la tension de polarisation de la photodiode avalanche pour le cristal LYSO#9g (60%Y), exemple typique des échantillons du même lot.

La mesure de la résolution temporelle analogique pour les cristaux LYSO LabPET™ (5%Y) et LGSO K1-071 individuels et pour un phoswich LYSO/LGSO assemblé dans un module LabPET™ a été réalisée en coïncidence avec un détecteur rapide fait d'un scintillateur plastique ($\tau \sim 2$ ns) et d'un tube photomultiplicateur. Le LYSO LabPET™ enveloppé dans du ruban de téflon et lu par une photodiode avalanche offre une résolution temporelle analogique de 1.5 ns LMH alors que le LGSO K1-071 atteint 2.6 ns dans les mêmes conditions. Lorsque assemblés en *phoswich* dans un module LabPET™, la résolution temporelle du LYSO se dégrade à 3.4 ns et celle du LGSO, à ~ 4.5 ns, ce qui n'est pas surprenant en l'absence de procédure d'identification du cristal d'interaction. Les spectres de temps sont présentés aux Figure 3-47 à Figure 3-49 et les résultats sont regroupés au Tableau 3-9.

Tableau 3-9 : Résolutions temporelles analogique et numérique pour les scintillateurs LYSO et LGSO.

Scintillateurs		Résolution temporelle analogique en coïncidence (ns LMH) ¹	Résolution temporelle analogique en coïncidence (ns LMH) ²	Résolution temporelle numérique en coïncidence (ns LMH) ³
Cristaux individuels	LGSO K1-071 (80%Gd)	2.6	3.7	9.1
	LYSO LabPET™ (5%Y)	1.5	2.1	5.2
Détecteur <i>phoswich</i>	LGSO	~ 4.5	~ 6.4	~ 11
	LYSO	3.4	4.8	6.6

¹ Coïncidence analogique entre un détecteur *lent* scintillateur + photodiode avalanche et un détecteur *rapide* scintillateur plastique + tube photomultiplicateur.

² Coïncidence analogique entre deux scintillateurs LYSO ou LGSO + photodiode avalanche

³ Coïncidence numérique entre deux scintillateurs LYSO ou LGSO assemblés dans un module LabPET™.

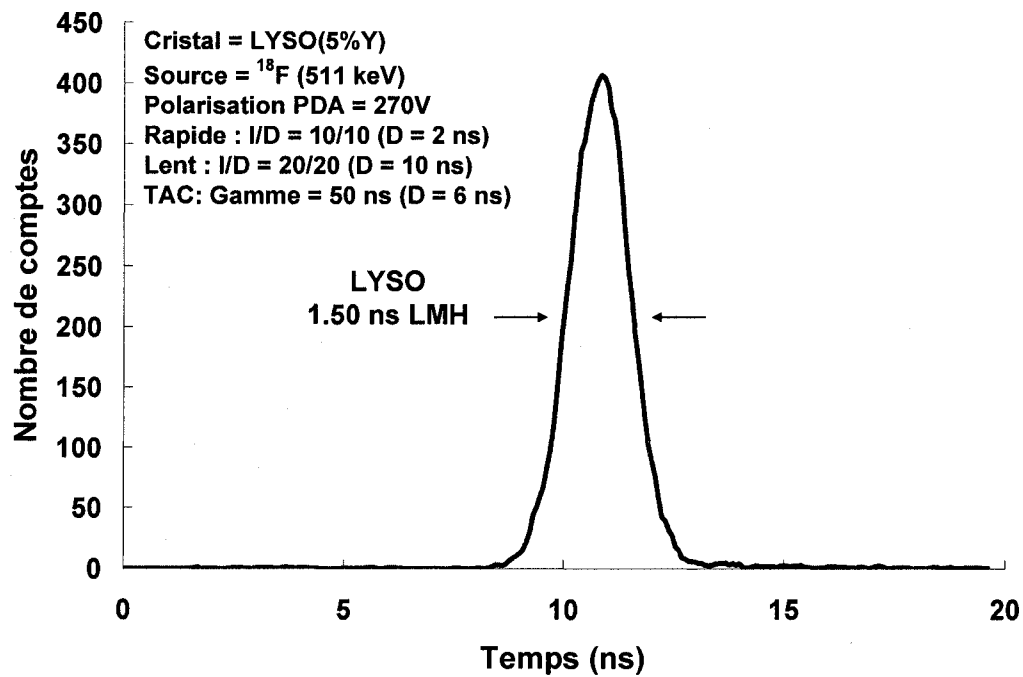


Figure 3-47 : Spectre de temps analogique mesuré pour le scintillateur LYSO LabPET™ (5%Y) en coïncidence avec un détecteur rapide (scintillateur plastique + tube photomultiplicateur).

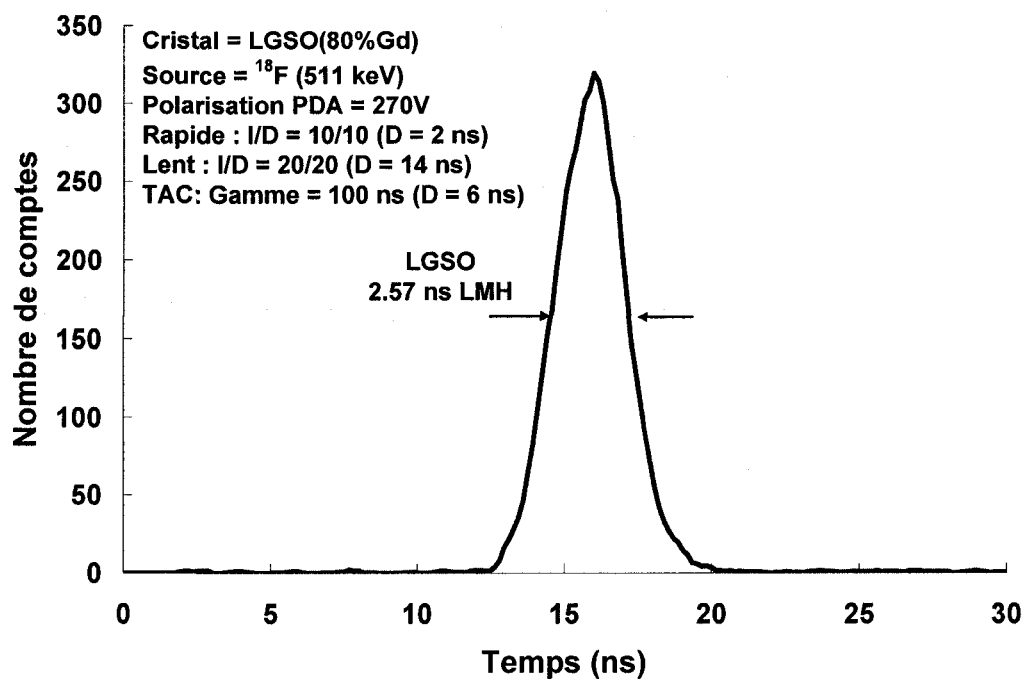


Figure 3-48 : Spectre de temps analogique mesuré pour le scintillateur LGSO K1-071 (80%Gd) en coïncidence avec un détecteur rapide (scintillateur plastique + tube photomultiplicateur).

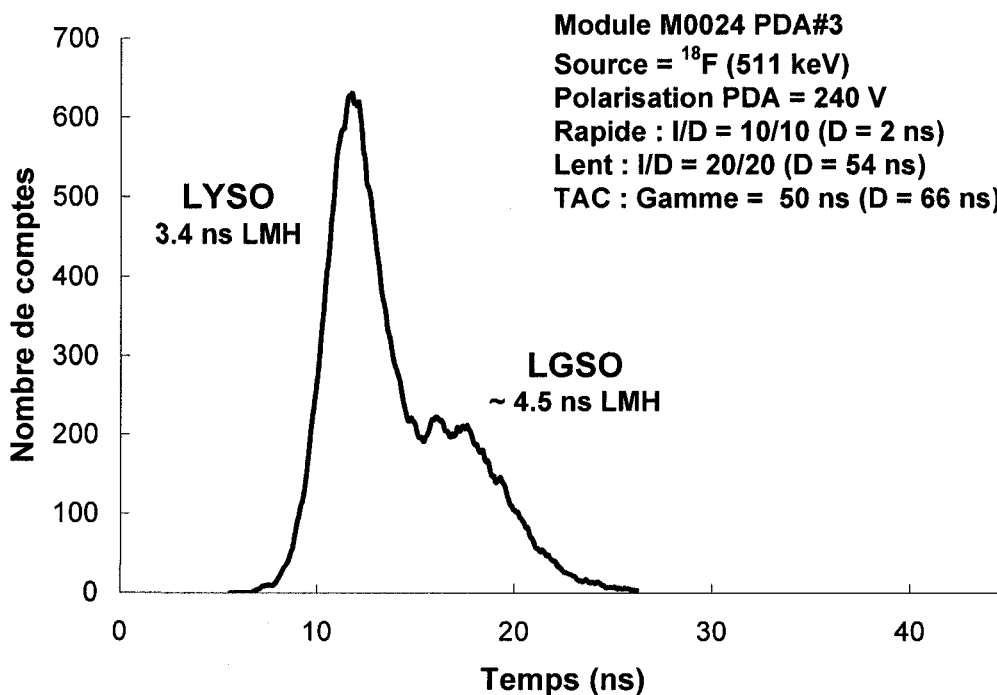


Figure 3-49 : Spectre de temps analogique mesuré pour le module LYSO/LGSO LabPET™ en coïncidence avec un détecteur rapide (scintillateur plastique + tube photomultiplicateur).

Ces mêmes scintillateurs utilisés dans le détecteur LabPET™, lorsqu'étudiés à l'aide des techniques numériques employées dans le scanner LabPET™ (LEROUX, 2004) (MICHAUD, 2004), présentent des résultats plus mitigés. La résolution temporelle analogique obtenue pour deux modules LabPET™ placés en coïncidence est de 4.8 ns pour le LYSO et ~ 6.4 ns pour le LGSO (voir Tableau 3-9). Cependant, lorsque ces modules se retrouvent dans le scanner, la résolution temporelle numérique mesurée se dégrade à 6.6 ns pour le LYSO et ~ 11 ns pour le LGSO. Cette dégradation s'explique par l'utilisation dans le scanner LabPET™ (comparativement au simulateur utilisé en laboratoire) d'algorithmes numériques moins lourds en ce qui a trait au traitement de signal, mais qui sont aussi malheureusement moins performants. De plus, tous les détecteurs du scanner LabPET™ ne sont pas égaux, les plus bruyants ayant pour effet de limiter les performances générales de l'appareil.

c) Discussion

Les scintillateurs LSO, LYSO (5%Y et 60%Y) et LGSO(80%Gd) offrent une résolution temporelle analogique très intéressante pour les applications TEP. Cette résolution temporelle est aussi consistante avec la constante de temps de scintillation des cristaux étudiés : une très bonne résolution temporelle est mesurée pour les rapides LSO et LYSO alors que la résolution temporelle obtenue avec le LGSO(Gd80%) est légèrement détériorée.

La résolution temporelle analogique en coïncidence mesurée pour les modules LabPET™ est presque deux fois plus mauvaise que celle mesurée avec les cristaux individuels. Aucune procédure d'identification du cristal d'interaction n'a été

implantée pour ces mesures de résolution temporelle ce qui augmente d'autant plus l'imprécision de la mesure en raison de la superposition des spectres temporels du LYSO et du LGSO. De plus, la collecte de lumière non optimale dans le module due aux dimensions réduites de la photodiode par rapport à celles de l'assemblage *phoswich* affecte la résolution temporelle analogique en coïncidence. Une bonne partie de la dégradation de la résolution temporelle peut être corrigée en utilisant des techniques de traitement de signal numérique appropriées.

Lorsque les modules LabPET™ sont étudiés avec l'électronique du scanner, leurs performances temporelles se dégradent rapidement. Cette dégradation est due à l'algorithme définissant la marque de temps d'arrivée des interactions dans le scanner qui, en raison de son manque de sophistication, doit compromettre sa précision afin d'être suffisamment rapide (PEPIN, 2006a) (TÉTRAULT, 2006).

3.4 Choix du scintillateur pour le détecteur LabTEP/TDM

Pour fabriquer un détecteur bimodal TEP/TDM à base de scintillateurs inorganiques, nous devons orienter notre choix vers un cristal rapide offrant un haut rendement photonique (à 511 keV tout comme à 60 keV) et une très bonne résolution temporelle en coïncidence. Le scintillateur doit présenter un fort pouvoir d'arrêt tout en ayant un indice de réfraction le plus prêt de 1.5 possible. Parmi les scintillateurs étudiés, le LSO et le LYSO (5%Y) sont les plus prometteurs en raison de leur haut rendement photonique et de leur très bonne résolution temporelle. De plus, ils sont facilement malléables, sans plan de clivage tout en étant résistant. Le LSO tout comme le LYSO (5%Y) sont facilement taillables et ils atteignent assez aisément une qualité de polissage acceptable pour les applications d'imagerie médicale (grit < 0.5). Comme la

taille des cristaux composant le détecteur LabTEP/TDM est de l'ordre de $1.2 \times 1.2 \times 10$ mm², il faudra un scintillateur résistant pour limiter les pertes lors de la production.

La candidature du LGSO (80%Gd) a été écartée en raison de son rendement photonique insuffisant et sa constante de temps de scintillation trop lente. De plus, même s'il ne présente pas de plan de clivage, il demeure plus fragile et plus difficile à travailler que le LSO et le LYSO ce qui pourrait s'avérer très coûteux, considérant les dimensions prévues pour le détecteur. Cependant, les mesures préliminaires réalisées avec le LGSO (10%Gd) ont semblé intéressantes et promettent des développements pour le futur. Il n'en demeure pas moins qu'actuellement, le LGSO demeure plus dispendieux que le LYSO et le LSO.

En ne considérant que les performances de scintillation, le LSO est très légèrement supérieur au LYSO (5%Y). Cependant, il est plus dispendieux à produire en raison du coût très élevé du Lu₂O. Sachant que le détecteur LabTEP/TDM sera probablement commercialisé éventuellement et sachant que la production du LSO est virtuellement monopolisée par la compagnie Siemens Medical Systems (même si le brevet protégeant sa commercialisation par un tiers vient à échéance en 2007), la candidature de ce scintillateur devient un peu moins intéressante. Le LYSO est libre de toute restriction quant à son utilisation dans un produit commercial. De plus, plusieurs fournisseurs fabriquent ce scintillateur diversifiant ainsi les sources d'approvisionnement. Finalement, comme nous l'avons précisé auparavant et comme le montre l'ensemble de cette étude, le LYSO (5%Y) est virtuellement du LSO et se comporte tout comme le LSO. Nous avons donc choisi le scintillateur LYSO (5%) comme élément du détecteur LabTEP/TDM.

Chapite 4 - Collecte de lumière

La collecte de lumière est l'un des facteurs les plus importants affectant la performance d'un détecteur à scintillation. Le meilleur scintillateur couplé au photodétecteur le plus performant donnera tout de même des résultats insatisfaisants si les photons de luminescence sont absorbés ou piégés dans le volume cristallin. Ce chapitre présente un résumé des principales règles contrôlant la collecte de lumière dans les scintillateurs inorganiques. La section théorique est tirée du mémoire de maîtrise *Évaluation de détecteurs multi-cristaux pour la tomographie d'émission par positrons (TEP) à haute résolution spatiale* (PEPIN, 2002). Pour un traitement théorique plus élaboré des facteurs affectant la collecte de lumière, voir les articles et le mémoire de maîtrise de M. Christian Carrier (Carrier, 1988) (Carrier, 1990).

Suivant cette partie plus théorique, des expériences mettant en rapport différents états de surface et différents assemblages cristallins sont décrites. Plus précisément, les effets du polissage des scintillateurs, de la présence/absence de défauts et/ou égratignures sur la surface des cristaux et de la combinaison d'un bon réflecteur avec la qualité du polissage des surfaces cristallines ont été observés. De plus, le comportement du réflecteur *3M VM2000 Radiant Light Film* à l'intérieur de différentes configurations de matrices cristallines a été étudié. Finalement, les performances de scintillation d'une matrice LYSO (5%Y) assemblée selon la configuration de détecteur LabPET™ ont été évaluées.

4.1 Facteurs affectant la collecte de lumière

4.1.1 Transmission de la lumière dans les cristaux

Lorsqu'un faisceau lumineux interagit à l'interface entre deux milieux, il existe une certaine probabilité pour que ce faisceau soit réfléchi et une certaine probabilité pour qu'il soit transmis (voir Figure 4-1). Ce phénomène de réflexion implique un changement dans la direction de propagation du faisceau lumineux respectant la règle suivante : l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion, i.e. $\theta_i = \theta_{Rfl}$ (flèche gris pâle). Cette règle s'applique directement pour les réflecteurs spéculaires.

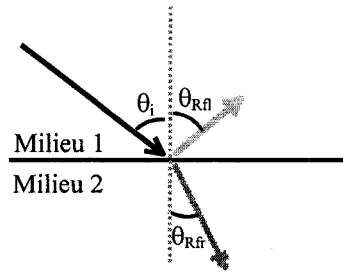


Figure 4-1 : Loi de la réflexion. Un faisceau incident (flèche noire) présentant un angle θ_i avec la normale (ligne pointillée) d'une surface est soit réfléchi (flèche gris pâle), soit réfracté (flèche gris foncé).

Le phénomène de transmission, aussi connu sous le terme réfraction, relie l'angle de transmission θ_{Rfr} au rapport des indices de réfraction des deux milieux définissant l'interface (flèche gris foncé) et peut s'exprimer comme suit :

$$(4-1) \quad \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_{Rfr}} = \frac{n_{Rfr}}{n_i}$$

où θ_i représente l'angle d'incidence, θ_{Rfr} représente l'angle de réfraction, n_i représente l'indice de réfraction du milieu incident et n_{refl} représente l'indice de réfraction du milieu dans lequel la lumière a été transmise.

Il s'agit de la Loi de Snell, du nom du mathématicien hollandais Willebrod Snell

von Royen (1591-1626) (ALONSO, 1992). Pour tout angle (mesuré par rapport à la normale) supérieur à un angle critique θ_c (exprimé comme $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ où $(n_2/n_1) < 1$), on observe un phénomène de réflexion totale interne où la Loi de Snell n'est plus applicable. Dans ce cas, la lumière est réfléchie à l'intérieur du milieu 1 et aucune transmission n'est observée. La propagation de la lumière à l'intérieur des fibres optiques tout comme à l'intérieur des cristaux utilisés dans les détecteurs à scintillation est favorisée par ce processus.

Les surfaces métalliques représentent des interfaces où la réfraction est impossible, le « milieu 2 » étant complètement opaque à la transmission lumineuse. Cependant il est habituel de mesurer une certaine absorption de la lumière. Ces surfaces sont caractérisées par un indice de réflectivité indiqué en pourcentage. Par exemple, le papier aluminium possède une réflectivité d'environ 80% ce qui signifie que 80% de la lumière incidente sera réfléchie et 20% sera absorbée ou diffusée (réfléchie) par la surface métallique. Le comportement de la lumière incidente sur les surfaces métalliques obéit à la loi de la réflexion : $\theta_i = \theta_{Rfl}$.

Lorsque l'interface n'est pas métallique ni parfaitement polie ou encore qu'elle est recouverte d'un réflecteur non-spéculaire, nous avons affaire à une surface dite diffuse, comme une feuille de papier, un mur peint ou un cristal non optiquement poli. Tout comme les surfaces métalliques, les surfaces diffuses peuvent être très réfléchissantes. Lorsqu'on grossit au microscope une surface diffuse, on se rend compte qu'elle est très irrégulière, contrairement aux surfaces spéculaires ou polies. En un point donné, la normale à la surface ne pointe pas nécessairement dans la même direction que la normale nominale de la surface diffuse (voir Figure 4-2). La réflexion sur une telle surface suit la Loi de Lambert selon laquelle la lumière incidente sur une surface diffuse est réfléchie de manière isotrope, quelle que soit la direction

d'incidence. L'intensité lumineuse mesurée dans une direction donnée s'exprime comme:

$$(4-2) \quad I = I_0 \cos \theta_{R\theta}$$

où I_0 représente l'intensité incidente du faisceau lumineux.

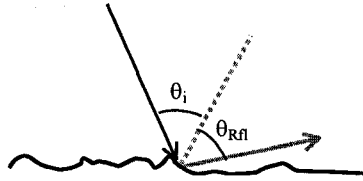


Figure 4-2 : Réflexion sur une surface diffuse ou dépolie. La ligne pointillée représente la normale à la surface en ce point précis. La flèche noire et la flèche grise illustrent les faisceaux incidents et réfléchis, respectivement. La lumière est réfléchie selon la *Loi de Lambert*.

Les surfaces tout à fait dépolies se comportent comme des surfaces diffuses. Cependant, elles sont beaucoup plus raboteuses et très inégales, mais conservent tout de même un comportement lambertien. La normale de ces surfaces est littéralement distribuée au hasard par rapport à la normale nominale du plan sur lequel la lumière est incidente.

Les surfaces optiquement polies obéissent, elles aussi, à un comportement lambertien. La probabilité de présenter un phénomène de réflexion totale interne y est cependant accrue. S'il y a réflexion, la probabilité que la lumière soit réfléchie suit la tendance suivante :

$$(4-3) \quad R = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(a-b)}{\sin^2(a+b)} + \frac{\tan^2(a-b)}{\tan^2(a+b)} \right]$$

où a et b représentent l'angle d'incidence et l'angle de réflexion, respectivement (KNOLL, 1988).

Le Tableau 4-1 résume le comportement optique des différents types de réflecteurs, en fonction du type de surface, qui ont été utilisés au cours de cette étude. Pour plus de détails sur la modélisation physique des processus de réflexion sur les surfaces métalliques, diffuses et polies, vous pouvez vous référer au mémoire de M. Christian Carrier (CARRIER, 1988).

Tableau 4-1 : Comportement optique de différents types de surface

Surface	Comportement optique	
Métallique	Réflexion	$\theta_I = \theta_{Rf}$
Blanche	Lambertien	$I(\theta) = I_0 \cos(\theta)$ *****
Polie	Lambertien → Si réflexion, obéit à la loi de la réflexion (réflexion totale interne possible†††††)	$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(a-b)}{\sin^2(a+b)} + \frac{\tan^2(a-b)}{\tan^2(a+b)} \right]$
Dépolie	Lambertien	$I(\theta) = I_0 \cos(\theta)$ †††††

4.1.2 Effets du réflecteur

Le fait d'ajouter un réflecteur sur les surfaces externes des scintillateurs permet de conserver les photons qui, par réfraction, sortiraient à l'extérieur du cristal et seraient perdus. Le rendement lumineux mesuré pour un photodétecteur donné en est d'autant augmenté (CARRIER, 1990).

La présence d'un film d'air entre le cristal et le réflecteur a tendance à favoriser la réfraction des photons à l'extérieur du scintillateur. La réentrée de ceux qui sont sortis et qui ont subi une (des) réflexion(s) à la surface du réflecteur est un peu moins favorisée.

En fonction de l'angle d'incidence des photons à la surface du cristal, certains

***** L'angle θ est mesuré par rapport à la normale à la surface.
†††† Si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique θ_c .
††† La normale à la surface est distribuée au hasard autour de la position nominale de cette

d'entre eux demeurent emprisonnés dans le volume cristallin et y subissent de multiples réflexions jusqu'au moment de leur absorption. La présence d'un réflecteur diffus de haute réflectivité aurait tendance à améliorer la collecte de lumière en dépiégeant ces photons pris dans des modes de réflexion tels que leur sortie par la face de détection serait autrement impossible.

Par ailleurs, un réflecteur spéculaire aurait l'effet inverse, renforçant ces modes et piégeant d'autant plus la lumière. Cependant, en raison de la haute réflectivité de certains de ces réflecteurs spéculaires, le rendement lumineux y est tout de même supérieur à celui d'un cristal nu puisque ce type de réflecteur, favorisant la réflexion, augmente le nombre de photons détectés parmi ceux destinés à sortir par la face de détection. Tout défaut ou imperfection du cristal dans ce cas particulier peut avoir un effet favorable en modifiant la direction des photons pris dans des modes de réflexion piégés dans le volume du cristal.

4.1.3 Effets des interfaces multiples

L'ajout d'interfaces sur le parcours des photons tend à diminuer la collecte de lumière. Lorsqu'un photon rencontre une surface, il existe une certaine probabilité pour qu'il soit réfléchi ou réfracté. La probabilité d'une réflexion sera d'autant plus grande que les conditions de réflexion totale interne sur cet interface sont renforcées (important saut d'indice de réfraction, surfaces polies, etc. ...).

Dans le cas particulier d'un assemblage phoswich comme celui illustré à la Figure 4-3 les interfaces se retrouvent à l'intérieur de la construction. Le transport adéquat des photons ne se résout plus aussi facilement. Pour une interaction dans le scintillateur se produisant au niveau du cristal 2, des photons lumineux seront émis de manière isotrope (1). Si l'on suit l'un des photons, émis vers le haut, on voit qu'en (2),

normale.

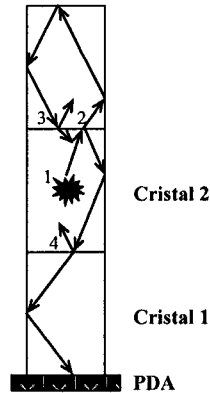


Figure 4-3 : Effet des interfaces multiples sur la collecte de lumière.

il existe une certaine probabilité pour qu'il soit réfracté à l'intérieur du cristal 3 et une certaine probabilité pour qu'il soit réfléchi dans le cristal 2. Si on suit le photon réfracté, il subit plusieurs réflexions sur les surfaces externes du scintillateur (où par ailleurs il existe aussi une certaine probabilité pour qu'il soit réfracté à l'extérieur de l'assemblage) avant d'interagir à l'interface entre le cristal 3 et le cristal 2 (3). S'il est réfléchi, il peut demeurer piégé et être perdu au niveau de la collecte de lumière. S'il est réfracté, il peut subir le même processus et être piégé au niveau de l'interface entre le cristal 2 et le cristal 1 (4). S'il n'est pas piégé par la suite au niveau du cristal 1, le photon peut finalement être détecté.

Les photons émis dans toutes les directions sont à même de subir le même processus, mais les photons émis vers le haut présentent une plus grande probabilité de demeurer piégés à l'intérieur des assemblages en raison du plus grand nombre d'interfaces rencontrées. À chaque fois que le flux de photons incidents subit une réflexion, il perd un peu d'intensité. La multiplication des interfaces a donc un effet direct sur le nombre de photons incidents sur le photodétecteur et, par le fait même, sur le nombre de charges qui pourra être collecté au niveau de sa zone

photosensible^{sssss}.

On peut cependant minimiser l'effet des interfaces multiples en assurant un bon couplage optique entre les scintillateurs. Lorsque ceux-ci sont empilés les uns sur les autres, il persiste un mince film d'air entre les deux surfaces, favorisant la réflexion totale interne (important saut d'indice entre l'air ($n = 1$) et les scintillateurs ($n \sim 1.8$)). Si on colle les scintillateurs à l'aide de graisse optique ou d'époxy à haut indice de réfraction ($n \sim 1.5$), la réfraction est favorisée et le transport photonique au travers de l'interface est facilité.

Dans certains assemblages phoswich comme celui du détecteur LabPET™, les scintillateurs sont placés l'un à côté de l'autre plutôt que l'un par-dessus l'autre. Dans ce cas de l'assemblage LabPET™, les deux scintillateurs sont en contact avec le photodétecteur ce qui égalise les probabilités de détection contrairement à l'exemple présenté à la Figure 4-3 où le cristal #1 est nettement favorisé par rapport aux deux autres. Cependant, l'interface qui existe entre les deux scintillateurs, même mis côte-à-côte, contribue à la détérioration de la collecte de lumière. Voilà pourquoi toutes les expériences réalisées dans cette configuration l'ont été en couplant les scintillateurs avec de la graisse optique ou de l'époxy avant de les emballer dans le réflecteur afin de minimiser les risques de réflexion totale interne et d'absorption au niveau de cet interface.

^{sssss} Les photons issus du photodétecteur sont incidents sur la photocathode du tube photomultiplicateur ou de la zone désertée de la photodiode avalanche. Il y aura transfert d'énergie des photons aux électrons du milieu via effet photoélectrique (photoionisation) puis cascade électronique amplificatrice au travers du fort champ électrique du photodétecteur, permettant de mesurer un signal proportionnel au nombre de photons

4.2 Études de collecte de lumière

4.2.1 Effet du polissage sur les performances de scintillation (LSO et LYSO)

La qualité du polissage est reconnue pour affecter de manière significative le rendement photonique et la résolution en énergie des scintillateurs inorganiques. La présente étude a pour but de quantifier cette amélioration et de juger de la nécessité d'effectuer cette procédure délicate et coûteuse dans le protocole de production des scintillateurs destinés au détecteur LabTEP/TDM.

a) Matériel et méthodes

Le rendement photonique et la résolution en énergie des cristaux LSO 2002 et LYSO (60% Y) 2002 de différentes dimensions ($2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$, $4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$ et $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$) ont été mesurés avant et après avoir subi une procédure de polissage chimique. Un protocole reconnu, décrit ci-après, a été utilisé pour traiter la surface des échantillons (HUBER, 1999) (KURASHIGE, 1998) (SLATES, 2000) (STRUL, 2002). Les mesures ont été réalisées avec des cristaux couplés à un tube photomultiplicateur à l'aide de graisse optique et enveloppés dans plusieurs couches de ruban de téflon (> 6). Les cristaux ont été irradiés avec une source gamma de 662 keV (^{137}Cs). Le signal issu du photodétecteur a été traité en utilisant des techniques de spectroscopie gamma standard. Le but de l'exercice était d'évaluer l'efficacité de cette méthode de polissage de même que sa reproductibilité sur un grand nombre d'échantillons (PEPIN, 2004).

b) Protocole de polissage chimique

Le polissage par attaque chimique à l'acide, communément appelé *etching*,

incidents sur le photodétecteur.

possède de nombreux avantages sur le polissage mécanique. La procédure de polissage chimique est moins accaparante et nécessite moins de soins et de précision que la procédure de polissage mécanique. Puisque toutes les faces du cristal sont rongées par l'acide au même moment, sans stress mécanique dû à la pression du banc de polissage, leur intégrité et leur uniformité sont plus facilement contrôlées. La qualité du polissage chimique augmente avec le temps d'exposition à l'acide jusqu'à un certain point où le cristal devient trop rongé et perd ses caractéristiques optiques.

L'acide utilisé dans la procédure de polissage chimique est l'acide pyrophosphorique (H_2PO_4). Il est chauffé à $200^{\circ}C$ dans un bain d'huile silicone. La prudence est donc de mise. Référez-vous à cette règle d'or :

EAU dans ACIDE = SUICIDE !

ACIDE dans EAU = BRAVO!

La Figure 4-4 présente un schéma du montage utilisé. Un bain d'huile silicone dans lequel est plongé un bécher d'acide pyrophosphorique est chauffé par une plaque

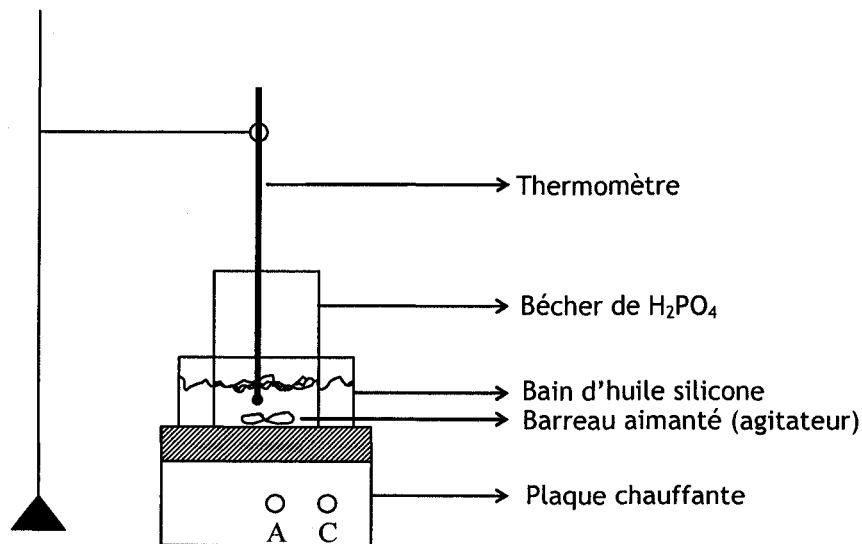


Figure 4-4 : Schéma de montage pour le polissage chimique.

chauffante. Un thermomètre est utilisé pour mesurer la température de l'acide. Celle-ci ne doit pas dépasser les 230°C car l'huile silicone se détériore au-delà de cette température. Un barreau aimanté assure une constante agitation du bain d'acide pyrophosphorique afin de garantir l'uniformité de sa température. Des béchers d'acide hydrochlorique (HCl), d'eau bouillante et d'eau tiède sont utilisés comme bains de nettoyage. Un panier troué en téflon est employé comme support pour les cristaux.

L'acide pyrophosphorique est obtenu à l'aide d'acide phosphorique à 85%/volume chauffé à 200°C jusqu'à ce que l'eau qu'il contient se soit évaporée (environ 15% du volume). Cette procédure prend environ une heure et demie, mais n'a pas besoin d'être répétée par la suite tant que l'acide demeure de bonne qualité. Lorsqu'il se dégrade et perd de son efficacité, il doit être remplacé. La procédure de polissage est réalisée dans ce même bécher d'acide pyrophosphorique maintenu à 200°C. Comme l'ajout du panier de polissage dans le bain d'acide abaissera sa température, celle-ci doit atteindre 210°C avant le début du polissage.

Le protocole de polissage chimique se déroule comme suit :

- 1) Nettoyage des cristaux à l'acide hydrochlorique (bain de 5 minutes).
- 2) Polissage chimique dans le bain d'acide pyrophosphorique à 200°C (bain de 5 minutes - les cristaux doivent être *retournés à mi-temps* afin d'assurer le polissage de la face en contact avec le panier)
- 3) Nettoyage des cristaux dans le bain d'eau bouillante afin d'arrêter l'effet de l'acide pyrophosphorique (bain de 5 minutes).
- 4) Nettoyage des cristaux dans l'acide hydrochlorique afin d'enlever tous résidus d'acide pyrophosphorique (bain de 5 minutes)
- 5) Nettoyage des cristaux dans l'eau tiède afin d'enlever toute trace d'acide hydrochlorique (bain de 5 minutes).
- 6) Nettoyage des cristaux par rinçages successifs à l'éthanol, l'acétone et le méthanol, les rendant ainsi prêts à l'utilisation.

Des précautions doivent être prises lors de la réalisation de cette procédure. Le port du sarrau, des gants de latex et des lunettes de sécurité sont essentiels car l'acide pyrophosphorique a tendance à crépiter et à éclabousser lorsque le panier de téflon est déposé dans le bécher. Des pinces en téflon doivent aussi être utilisées car elles demeurent inertes dans l'acide. Des pinces de plastique ou de métal se dégraderaient et contamineraient les cristaux. L'acide pyrophosphorique est très corrosif ; prenez garde de ne pas en répandre sur la surface de travail.

c) Résultats

Les résultats de rendement photonique et de résolution en énergie sont résumés au Tableau 4-2. La procédure de polissage chimique réduit légèrement le poids des échantillons (<3.5% pour le LSO et <6% pour le LYSO), les plus petits cristaux étant plus affectés puisque leur ratio surface à volume est plus grand. Le LYSO est aussi plus sensible au polissage chimique que le LSO.

Avant de subir la procédure de polissage chimique, le rendement photonique des LSO 2002 et des LYSO(60%Y) 2002 possédant une section de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ était déjà supérieur à celui du LSOref. Pour les scintillateurs mesurant $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$, le rendement photonique pouvait être dramatiquement plus faible que celui du LSOref (jusqu'à 50% plus faible pour le LYSO). Alors que le gain en rendement photonique apporté par le polissage chimique aux cristaux cubiques $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$ est marginal (<5 %), il est significatif avec les cristaux mesurant $4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$ (~10%) et impressionnant avec ceux mesurant $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$ (20-40 %). Dans tous les cas, le gain est plus important pour le LYSO que pour le LSO.

De façon similaire, l'amélioration de la résolution en énergie après polissage

chimique est frappante avec les échantillons de $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$, passant $\sim 30\%$ à $\sim 15\%$ à 662 keV. Pour les cristaux présentant une section de $4 \times 4 \text{ mm}^2$, le progrès est à peine notable et comparable aux résultats obtenus avec le LSOref poli mécaniquement. Cependant, aussi faible soit-il, le gain est plus important pour les cristaux parallélépipédiques que pour les cristaux cubiques.

Tableau 4-2 : Rendement photonique relatif et résolution en énergie pour une source gamma de 662 keV (^{137}Cs) avant et après polissage chimique mesurés avec un tube photomultiplicateur.

Scintillateurs		Perte de poids (%)	Rendement photonique (%)		Résolution en énergie (%)	
			Avant polissage	Après polissage	Avant polissage	Après polissage
LSOref	$4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$	-----	100		12.4	
	$4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$	1.9 ± 0.1	109 ± 2	117 ± 7	13.5 ± 0.3	12 ± 1
LSO	$4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$	2.5 ± 0.4	125 ± 5	126 ± 4	11.8 ± 0.4	11.8 ± 0.6
	$2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$	3.5 ± 0.5	87 ± 7	108 ± 5	28 ± 2	14.9 ± 1.5
	$4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$	3.3 ± 0.9	100 ± 4	111 ± 5	14.1 ± 0.7	12.9 ± 0.5
LYSO	$4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$	4.0 ± 1.0	108 ± 5	113 ± 7	13.1 ± 0.4	13.5 ± 0.5
	$2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$	6.0 ± 1.0	48 ± 4	88 ± 7	30 ± 3	14.8 ± 0.7

d) Discussion

Lorsque les faces d'un scintillateur sont parfaitement lisses, sans rugosité, la réflexion totale interne est favorisée, la perte de lumière par transmission le long des faces latérales est minimisée et le rendement photonique est maximisé. La procédure de polissage chimique, en minimisant la présence de rugosités à la surface des scintillateurs, apporte un avantage définitif en ce qui a trait au rendement photonique même si le gain n'est pas aussi clairement marqué pour la résolution en énergie. Ce sont les petits cristaux possédant un grand ratio surface à volume qui bénéficient le

plus de ce traitement de surface. La bonification des performances est légèrement plus grande chez le LYSO, probablement en raison de sa plus faible densité qui le rend plus vulnérable aux attaques des acides utilisés pendant la procédure de polissage.

Comme les cristaux destinés au détecteur LabTEP/TDM ($1.2 \times 1.2 \times 10 \text{ mm}^3$) auront un ratio surface à volume encore supérieur aux échantillons utilisés ici (ceux-ci mesurant $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$), nous recommandons fortement l'implantation de la procédure de polissage lors de la production de ces scintillateurs.

4.2.2 Effets des défauts de surface sur les performances de scintillation (LGSO)

Les défauts et les égratignures à la surface des scintillateurs peuvent être très délétères pour le rendement photonique. Pour confirmer ce fait, un test a été réalisé où deux types de scie causant des dommages différents à la surface des cristaux (traits de scie) ont été utilisés pour préparer les échantillons de LGSO (80% Gd). Ces échantillons font partie des lots fournis par la compagnie Hitachi Chemicals (Tokyo, Japon) pour le détecteur LabPET™.

a) Matériel et méthodes

Les échantillons de LGSO qui mesurent $2 \times 2 \times 15 \text{ mm}^3$ sont emballés dans un réflecteur spéculaire fait de papier d'argent tout comme ceux retrouvés dans le détecteur LabPET™. En raison de la forme très parallélépipédique des cristaux, leur rendement photonique est très sensible aux variations d'état de surface. Les cristaux sont lus par une photodiode avalanche à laquelle ils sont couplés à l'aide de graisse optique par leur petite section ($2 \times 2 \text{ mm}^2$). Ils sont irradiés par une source de ^{68}Ge émettant des photons d'annihilation de 511 keV. Le signal issu du photodétecteur a été traité en utilisant des techniques de spectroscopie gamma standard.

Les deux scies utilisées pour préparer les échantillons sont la scie ID Saw et la scie Band Saw, toutes deux propriété d'Hitachi Chemicals (Tokyo, Japon). La scie ID Saw est une scie de très haute précision pouvant tailler un nombre assez restreint d'échantillons à la fois. La scie Band Saw est une scie très précise elle aussi, mais destinée à la production de masse. Suite à une inspection visuelle des échantillons, ceux coupés à l'aide de la Band Saw semblaient avoir une surface plus uniforme que ceux taillés par la ID Saw. Cependant, ils présentaient un aspect plus dépoli. Les échantillons préparés à l'aide de la ID Saw offraient une meilleure transparence,

LGSO S4-206-4~8 ID Saw					
Rendement lumineux intrinsèque = 22.1 ± 0.1 (u. arb.)					
Rendement photonique avec réflecteur spéculaire = 39.0 ± 0.5 mV					
		S4-190	conventional	ID saw	solli
10/18	2x2x15	S4-196	improved	ID saw	sa
11/17	"	S4-206	conventional	ID saw	se
1/30	"	S4-206	conventional	ID saw	s
		S4-190	conventional	ID saw	
1/30	"	S4-206	conventional	Multi band saw	
2/6	2x14x20	S4-196	improved	ID saw	
LGSO S4-206 Band Saw					
Rendement lumineux intrinsèque = 22.4 ± 0.1 (u. arb.)					
Rendement photonique avec réflecteur spéculaire = 35 ± 2 mV					

Figure 4-5 : Comparaison visuelle et mesure du rendement lumineux intrinsèque et du rendement photonique des cristaux LGSO S4-206 taillés avec la ID Saw et la Band Saw.

comme le montre la Figure 4-5. Il semble aussi apparent que les cristaux ayant été coupés avec la scie ID Saw ont subi un meilleur polissage chimique que ceux coupés avec la scie Band Saw. De plus, contrairement aux observations qui ont été faites auparavant sur d'autres lots de LGSO taillés avec la ID Saw, aucun trait de scie n'a été remarqué sur la surface des échantillons.

b) Résultats

Tout d'abord, nous avons mesuré le rendement lumineux intrinsèque de tous les échantillons afin de confirmer qu'ils provenaient tous du même lot et qu'ils possédaient les mêmes caractéristiques de scintillation à la base. Cette mesure a été réalisée conformément au protocole décrit à la section 3.3.2 *Étude de rendement lumineux intrinsèque* à l'aide d'un tube photomultiplicateur. Nous avons obtenu un

rendement lumineux intrinsèque de 22.1 ± 0.1 (u. arb.)***** pour les échantillons coupés avec la scie ID Saw et de 22.4 ± 0.1 pour ceux coupés avec la scie Band Saw, ce qui confirme que tous ces échantillons sont identiques à la base.

Ensuite, nous avons mesuré le rendement photonique des cristaux afin d'évaluer l'effet des différents traitements de surface sur leur collecte de lumière. Les cristaux coupés avec la scie ID Saw ont produit un rendement photonique de 39.0 ± 0.5 mV alors que ceux coupés avec la scie Band Saw ont atteint seulement 35 ± 2 mV. À titre comparatif, le LGSO S4-206 (80% Gd) coupé avec la scie ID Saw atteint 45 ± 2 mV lorsqu'il est enveloppé dans du ruban de téflon (> 6 couches).

c) Discussion

Comme on peut le voir, les variations de rendement lumineux entraînées par la présence de défauts à la surface des scintillateurs sont marquées même si elles ne sont pas énormes, compte tenu des écarts-types des mesures. La scie ID Saw améliore de 10% la collecte de lumière par rapport à la scie Band Saw ce qui est non négligeable surtout lorsqu'on considère des applications à faible rendement photonique comme la détection de rayons-X (en tomodensitométrie, par exemple). Cette expérience renforce le fait que la qualité des états de surface des scintillateurs a un effet sur la collecte de lumière et qu'on doit favoriser un polissage de très haute qualité tout en recommandant des surfaces les plus lisses possibles.

Les assemblages cristallins destinés au détecteur LabTEP/TDM seront fabriqués à base de LYSO et non pas de LGSO. De plus, le réflecteur utilisé (3M VM2000 Radiant Light Film) offrira une réflectivité nettement supérieure à celle des feuilles d'argent.

***** U. arb. = Unité arbitraire.

Cependant, les observations qui viennent d'être présentées ici au sujet de la qualité des surfaces des scintillateurs demeurent valides et sont d'autant plus pertinentes considérant les conditions de faible luminosité dans lesquelles ce détecteur sera utilisé.

4.2.3 Effets de la combinaison réflecteur/polissage sur les performances de scintillation (LGSO)

Le but de ce travail est d'investiguer quel fini de surface donne les meilleurs résultats avec le scintillateur LGSO lorsqu'il est emballé dans le réflecteur spéculaire 3M VM2000 Radiant Light Film. Le rendement photonique et la résolution en énergie de cristaux LGSO polis mécaniquement jusqu'à qualité optique et de LGSO laissés tels que coupés ont été mesurés. Les échantillons ont été emballés dans le réflecteur 3M VM2000 et dans du ruban de téflon (> 6 couches) à titre de comparaison.

a) Matériel et méthodes

Quatre échantillons de LGSO mesurant $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$ ont été préparés par la compagnie Proteus, Inc. (Chagrin Falls, Ohio, É.-U.). Deux cristaux (l'un poli et l'autre laissé tel que coupé) ont été enveloppés dans le réflecteur spéculaire 3M VM2000 Radiant Light Film collé sur toutes les surfaces du scintillateur, sauf l'une de ses faces mesurant $2 \times 2 \text{ mm}^2$ devant être mise en contact optique avec la fenêtre de la photodiode avalanche. Les deux autres scintillateurs (l'un poli et l'autre laissé tel que coupé) ont été fournis sans réflecteur par la compagnie Proteus, Inc. et ont été emballés dans du ruban de téflon (un réflecteur diffus) au laboratoire avant de faire la mesure.

Les cristaux ont été lus par une photodiode avalanche (PerkinElmer Optoelectronics - Vaudreuil-Dorion, Québec, Canada) mesurant $3 \times 3 \text{ mm}^2$ et opérée à un gain ~ 80 suite à leur irradiation par une source gamma de 662 keV (^{137}Cs). Les scintillateurs et la photodiode avalanche ont été laissés au repos avant de prendre la mesure pour que la température se stabilise. Le signal issu du photodétecteur a été

traité en utilisant des techniques de spectroscopie gamma standard.

b) Résultats

La Figure 4-6 montre les spectres en énergie obtenus avec les échantillons de LGSO polis et laissés tels que coupés emballés dans le réflecteur 3M VM2000. La Figure 4-7 compare les spectres en énergie des cristaux de LGSO polis emballés dans le ruban de téflon et dans le réflecteur 3M VM2000. De manière similaire, la Figure 4-8 présente les spectres en énergie des échantillons de LGSO laissés tels que coupés emballés dans le ruban de téflon et dans le réflecteur 3M VM2000. Les valeurs de rendement photonique et de résolution en énergie pour toutes les combinaisons de réflecteurs et de finis de surface ont été regroupées au Tableau 4-3.

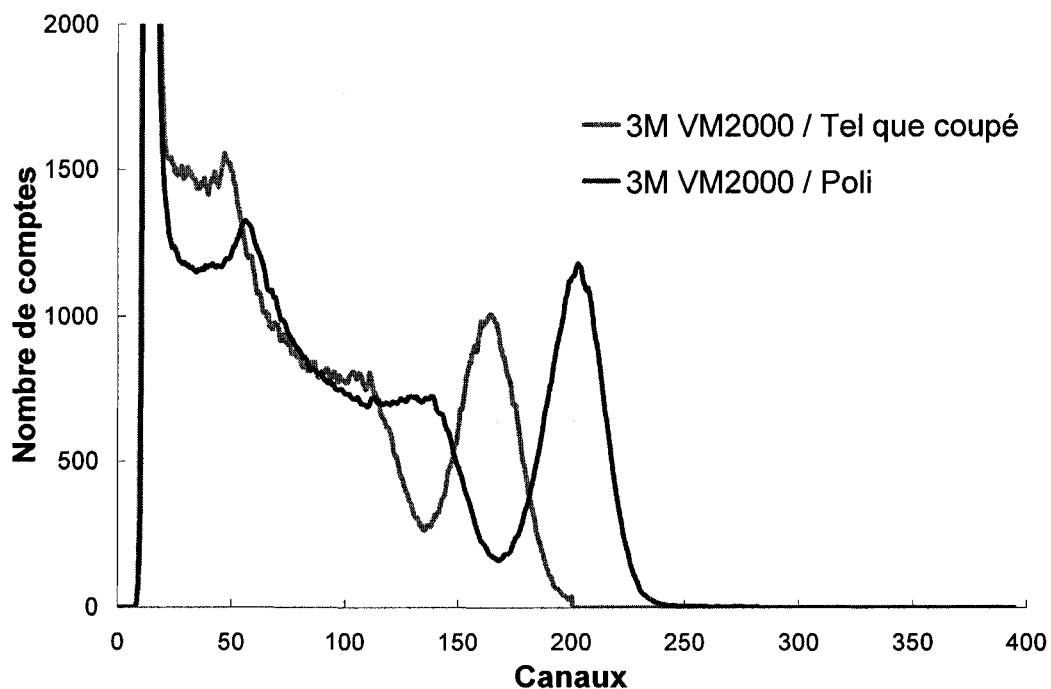


Figure 4-6 : Spectre en énergie des échantillons de LGSO emballés dans le réflecteur 3M VM2000 *Radiant Light Film* présentant des traitements de surface poli et tel que coupé.

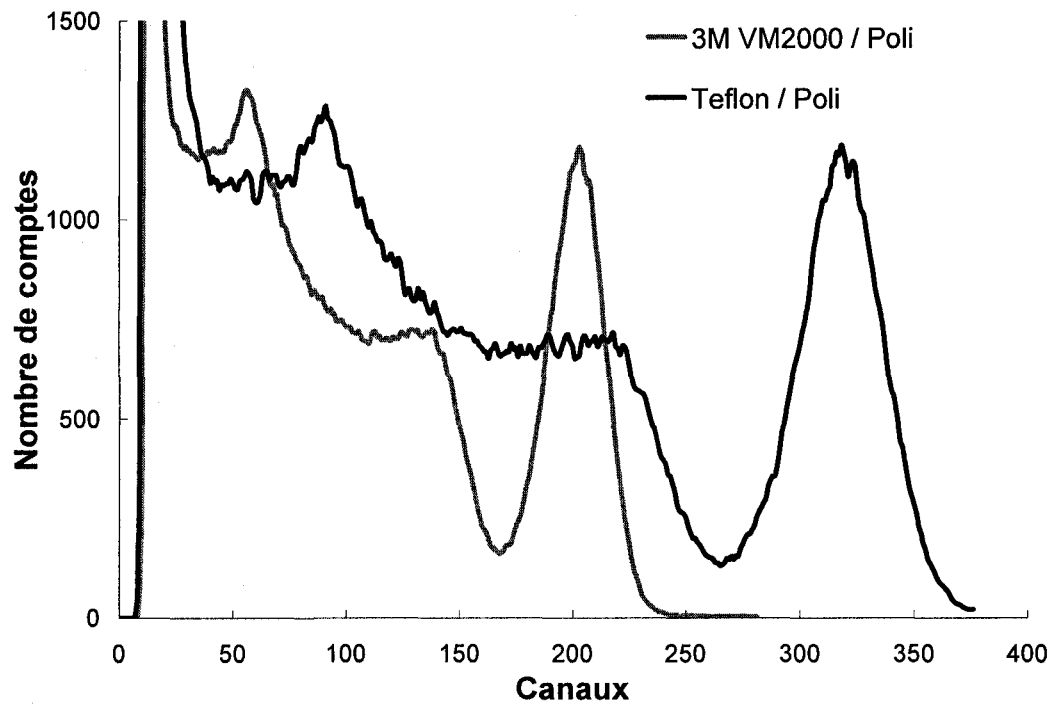


Figure 4-7 : Spectre en énergie des échantillons de LGSO présentant un fini optique emballés dans le réflecteur 3M VM2000 *Radiant Light Film* ou le ruban de téflon.

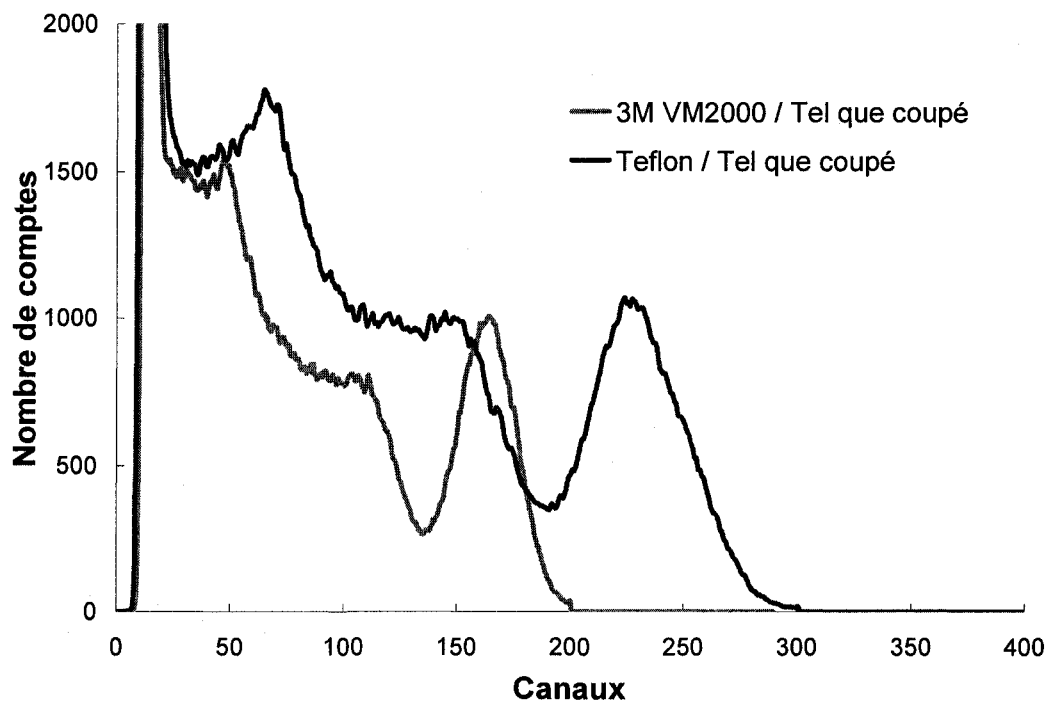


Figure 4-8 : Spectre en énergie des échantillons de LGSO laissés tels que coupés emballés dans le réflecteur 3M VM2000 *Radiant Light Film* ou le ruban de téflon.

Tableau 4-3 : Rendement photonique et résolution en énergie pour les diverses combinaisons de réflecteurs et de finis de surface.

Finis de surface	Réflecteurs	Rendement photonique (mV)	Résolution en énergie (%)
Polissage mécanique (fini optique)	3M VM2000 Radiant Light Film	63 ± 4	14.0 ± 0.2
	Ruban de téflon	85 ± 5	12.6 ± 0.3
Tel que coupé	3M VM2000 Radiant Light Film	43 ± 2	16.8 ± 0.2
	Ruban de téflon	68 ± 5	18 ± 1

c) Discussion

Les cristaux qui ont été polis mécaniquement jusqu'à obtenir un fini optique produisent un rendement photonique supérieur et une meilleure résolution en énergie pour tous les réflecteurs. Ceci est dû au fait que des surfaces lisses augmentent la réflexion totale interne, ce qui maximise la collecte de lumière. Le gain en rendement photonique est aussi haut que 32% avec le réflecteur 3M VM2000 et environ 20% avec le ruban de téflon comparativement aux cristaux laissés tels que coupés. L'amélioration de la résolution en énergie atteint 17% avec le réflecteur spéculaire et 31% avec le réflecteur diffus.

Le ruban de téflon fourni un rendement photonique sensiblement plus élevé que celui fourni par le réflecteur 3M VM2000 et ce peu importe le fini de surface. Cette observation suggère que ce réflecteur spéculaire pourrait être optimisé davantage. Cependant, il est reconnu que le ruban de téflon utilisé avec des scintillateurs non polis à géométrie hautement parallélépipédique détériore sérieusement leur résolution en énergie (PEPIN, 2004), ce qui est beaucoup moins prononcé avec le réflecteur spéculaire 3M VM2000.

En résumé, le gain en rendement photonique et en résolution en énergie entre les surfaces mécaniquement polies et celles laissées telles que coupées lorsqu'elles sont recouvertes du réflecteur 3M VM2000 est largement suffisant pour justifier le polissage. Il est évident que cette technique exige plus de manipulations, entraîne plus de pertes (nécessite plus de matériel brut et augmente les risques de bris pendant la fabrication) et est plus coûteuse. Cependant, nous recommandons fortement l'emploi du réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film avec des scintillateurs aux surfaces polies jusqu'à qualité optique pour l'assemblage des détecteurs LabPET™ et LabTEP/TDM.

4.2.4 Comportement du réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film pour différentes méthodes d'assemblage de matrices cristallines (LYSO)

Comme nous l'avons démontré au chapitre précédent, le LYSO (5%Y) est un scintillateur offrant un grand potentiel pour l'imagerie TEP/TDM. La présente étude cherche à démontrer que des matrices de LYSO multipixels ayant un pas de 1.2 mm peuvent être fabriquées en utilisant le 3M VM2000 Radiant Light Film comme réflecteur. Plus précisément, cette étude présente les résultats de mesure du rendement photonique et de la résolution en énergie de ces matrices couplées à une photodiode avalanche.

a) Matériel et méthodes

Sept matrices LYSO (5% Y) 3×3 pixels ont été évaluées. Chaque élément à l'intérieur des matrices mesure 1.2×1.2×10 mm³ ce qui correspond aux dimensions prévues pour les matrices du détecteur LabTEP/TDM. Le réflecteur utilisé à l'intérieur comme à l'extérieur des matrices est le 3M VM2000 Radiant Light Film. Les pixels ont été polis mécaniquement jusqu'à obtenir un fini optique. Quatre techniques ont été employées pour fabriquer les matrices (il est entendu que la face de détection des matrices est laissée sans réflecteur) :

- Prototype #1 : Réflecteur collé sur toutes les surfaces.
- Prototype #2 : Réflecteur non en contact sur les surfaces des cristaux. L'intégrité de la matrice est maintenue à l'aide de serres (4 échantillons).
- Prototype #3 : Réflecteur non en contact sur les surfaces des cristaux. L'intégrité de la matrice est maintenue par un guide lumière pixellisé fait de LYSO et possédant le même pas que la matrice cristalline. Le guide est collé sur la face de détection de la matrice.

- Prototype #4 : Réflecteur non en contact sur les surfaces des cristaux. L'intégrité de la matrice est maintenue par une fenêtre de verre collée sur la face de détection de la matrice.

Lorsqu'on dit que le réflecteur est non en contact avec la surface des cristaux, on sous-entend qu'il est bien accolé à la surface du cristal, mais qu'il existe un mince film d'air entre le réflecteur et le scintillateur.

Trois positions différentes ont été étudiées à l'intérieur de la matrice : le cristal central, le cristal du coin et le cristal du côté (voir Figure 4-9). Ces trois positions ont été testées pour chacune des quatre matrices prototypes. La luminescence de chacun des pixels a été isolée de celle des autres à l'aide d'un masque fabriqué en papier d'aluminium ne laissant passer que la lumière du pixel d'intérêt. Toutes les matrices ont été couplées à une photodiode avalanche (PerkinElmer Optoelectronics - Vaudreuil-Dorion, Québec, Canada) à l'aide d'un film d'air afin de prévenir l'infiltration de la graisse optique entre le réflecteur et les cristaux de la matrice Prototype #2. Avec les Prototypes #1, #3 et #4, l'expérience a été répétée en utilisant de la graisse optique comme coupleur. Les matrices et la photodiode avalanche ont été laissées au repos avant de prendre les mesures afin que la température se stabilise. Le signal issu du photodétecteur a été traité en utilisant les techniques de spectroscopie gamma usuelles.

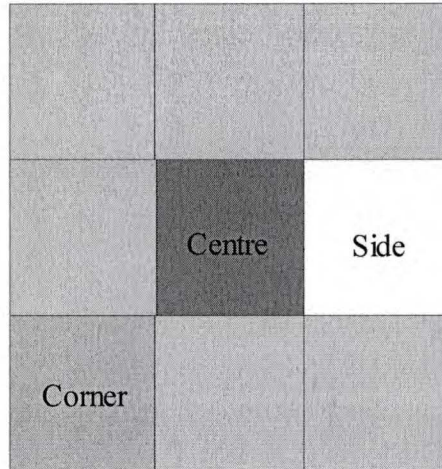


Figure 4-9 : Schéma des positions étudiées dans les matrices LYSO.

b) Résultats

Le rendement photonique et la résolution en énergie ont été mesurés pour les quatre matrices LYSO. Plus précisément, les mesures pour les trois positions dans la matrice (centre, côté et coin) de même qu'une moyenne des trois sont rapportées au Tableau 4-4 et ce, pour les deux types de coupleurs étudiés (air et graisse optique). Les mesures réalisées sans coupleur optique présentent une augmentation moyenne du rendement photonique de 9% comparativement à 3% pour le Prototype #3 (réflecteur non en contact et couplage par le biais d'une fenêtre pixellisée de LYSO) et 77% pour le Prototype #4 (réflecteur non en contact avec fenêtre de verre).

Comme le démontrent les mesures de résolution en énergie, le Prototype #1 présente une amélioration moyenne de l'ordre de 3% comparativement aux Prototypes #2 et #3 et jusqu'à 8% par rapport au prototype #4 pour les photons d'annihilation (511 keV - ^{68}Ge) utilisés en tomographie d'émission par positrons. Lorsqu'on considère les photons gamma de 122 keV (^{60}Co) correspondant à la borne supérieure des énergies utilisées en tomodensitométrie, le gain moyen présenté par le Prototype #1 par rapport au Prototype #3 est de 8% alors que la résolution en énergie des Prototypes #2 et #4 n'a pu être mesurée en raison de la détérioration de leur spectre en énergie. Le

couplage non optimal entre le Prototype #2 et la photodiode en raison de la présence des serres maintenant son intégrité pourrait expliquer l'incapacité à observer un photopic à 122 keV.

Les résultats obtenus pour les prototypes #1, #3 et #4 avec la graisse optique comme coupleur entre les matrices et la photodiode avalanche renforcent la tendance présentée par les résultats sans coupleur optique. L'augmentation du rendement photonique moyen du Prototype #1 comparativement aux Prototypes #3 et #4 est aussi haute que 24% et 56%, respectivement. Avec les photons d'annihilation de 511 keV, la résolution en énergie moyenne du Prototype #1 s'améliore de 6% par rapport au Prototype #3 et de 15% par rapport au Prototype #4. Quant aux photons gamma de 122 keV, ils offrent un gain moyen de 18% par rapport au Prototype #3 tandis que le photopic du Prototype #4 demeure toujours invisible pour ces photons de faible énergie.

Tableau 4-4 : Rendement photonique et résolution en énergie des quatre matrices prototypes LYSO couplées à la photodiode avalanche par film d'air ou graisse optique.

Prototype	Cristal	Énergie (keV)	Film d'air entre la matrice et la photodiode		Graisse optique entre la matrice et la photodiode	
			Rendement photonique (mV)	Résolution en énergie (%)	Rendement photonique (mV)	Résolution en énergie (%)
Prototype #1	Centre	122	6.1	31.2	5.2	29.6
		511	18.0	17.5	24.0	15.9
	Coin	122	3.9	33.8	5.7	27.3
		511	18.0	18.1	26.3	17.4
	Côté	122	4.0	30.7	5.4	29.0
		511	18.0	17.4	25.1	16.5
	Moyenne	122	4.7	31.9	5.4	28.6
		511	18.0	17.7	25.1	16.6

Prototype	Cristal	Énergie (keV)	Film d'air entre la matrice et la photodiode		Graisse optique entre la matrice et la photodiode	
			Rendement photonique (mV)	Résolution en énergie (%)	Rendement photonique (mV)	Résolution en énergie (%)
Prototype #2	Centre	122	3.1	-----	-----	-----
		511	18.7	17.4	-----	-----
	Coin	122	3.5	-----	-----	-----
		511	15.9	17.7	-----	-----
	Côté	122	3.5	-----	-----	-----
		511	14.5	19.5	-----	-----
	Moyenne	122	3.4	-----	-----	-----
		511	16.4	18.2	-----	-----
Prototype #3	Centre	122	5.0	31.4	4.9	30.7
		511	21.6	16.0	22.5	16.8
	Coin	122	2.9	38.9	3.2	38.2
		511	12.8	20.5	14.4	18.7
	Côté	122	4.0	33.6	4.5	32.7
		511	17.9	18.1	20.5	17.3
	Moyenne	122	4.0	34.6	4.2	33.8
		511	17.5	18.2	19.1	17.6
Prototype #4	Centre	122	-----	-----	-----	-----
		511	13.0	18.1	12.4	17.9
	Coin	122	-----	-----	-----	-----
		511	8.1	17.4	11.4	20.7
	Côté	122	-----	-----	-----	-----
		511	9.3	22.1	9.0	18.4
	Moyenne	122	-----	-----	-----	-----
		511	10.2	19.2	11.0	19.0

c) Discussion

Comme on peut le voir, les résultats mènent à la conclusion que la matrice Prototype #1 (réflecteur collé sur toutes les surfaces) offre les meilleures performances. Suite à cette analyse, nous proposons d'abandonner les Prototypes #3 et #4 qui offrent des performances sous-optimales en plus d'être complexes et coûteux à réaliser. Il faut préciser que les conditions de mesure du Prototype #2 n'étaient pas optimales en raison de la présence des serres. À titre de comparaison, la compagnie PerkinElmer Optoelectronics (Vaudreuil-Dorion, Québec, Canada) a couplé les quatre exemplaires du Prototype #2 à des photodiodes avalanches à l'aide d'époxy tout en installant un masque permettant de lire un pixel de la matrice à la fois. Le rendement photonique moyen mesuré à 511 KeV était de 20.2 mV (soit équivalent à celui du Prototype #3) alors que la résolution en énergie moyenne atteignait 17.7% (aussi équivalente à celle du Prototype #3). Lorsque mesuré avec les photons gamma de 122 keV, le rendement photonique moyen atteignait 5.1 mV, soit l'équivalent du Prototype #1 mais sa résolution en énergie ne pouvait être mesurée. Cependant, le photopic correspondant aux photons de 60 keV étaient visibles avec le Prototype #2 ce qui était à peine le cas avec le Prototype #1 et tout à fait invisible avec les Prototypes #3 et #4.

Financièrement parlant, le Prototype #1 a un coût plus raisonnable que celui du Prototype #2. Comme le réflecteur est collé à la surface du scintillateur et que les pixels sont collés les uns aux autres, cette matrice est beaucoup plus facile à manipuler en plus d'être beaucoup plus résistante. De plus, la production du Prototype #2 nécessite la fabrication de serres qui ont pour fonction d'assurer l'intégrité de la matrice entre le moment de son assemblage et le moment de son couplage à une photodiode avalanche. Cette étape supplémentaire contribue à l'augmentation des coûts. En principe, la présence du film d'air entre le réflecteur et la surface des

cristaux du Prototype #2 aurait dû contribuer à l'amélioration de la collecte de lumière et, de ce fait, à l'augmentation du rendement photonique et à la bonification de la résolution en énergie ce qui n'a clairement pas été observé dans cette étude.

Nous proposons donc de diriger le développement du détecteur LabTEP/TDM vers une matrice de scintillateur où le réflecteur serait le 3M VM2000 Radiant Light Film, mis en contact direct avec la surface du cristal à l'aide de colle époxy.

4.2.5 Comportement des matrices LYSO (5% Y) Prototype #1 aux pixels de longueurs différentes (12, 14, 16 mm)

Le but de la présente étude est d'évaluer l'effet de la longueur des pixels de $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ dans les matrices LYSO (5% Y) Prototype #1 (réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film collé sur toutes les faces du détecteur, sauf la face de détection) sur le rendement photonique et la résolution en énergie. Cette expérience a été réalisée avec des photons d'annihilation de 511 keV (^{68}Ge) et des photons gamma de 59.9 keV (^{241}Am) afin de reproduire les conditions rencontrées en tomographie d'émission par positrons et en tomodensitométrie.

a) Matériel et méthodes

Trois matrices LYSO (5% Y) 3×3 pixels ont été évaluées. Chaque élément à l'intérieur des matrices mesure $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$, ce qui correspond aux dimensions prévues pour les matrices du détecteur LabTEP/TDM. L'une des matrices mesure 12 mm de haut et les deux autres, 14 mm et 16 mm, respectivement. Le réflecteur utilisé à l'intérieur comme à l'extérieur des matrices est le 3M VM2000 Radiant Light Film et il est mis en contact avec toutes les faces du cristal à l'aide d'époxy. Toutes les faces des pixels sont polies mécaniquement jusqu'à obtenir un fini optique.

La luminescence de chacun des pixels étudiés a été isolée de celle des autres à l'aide d'un masque fabriqué en papier d'aluminium ne laissant passer que la lumière du pixel d'intérêt. Toutes les matrices ont été couplées à un tube photomultiplicateur à l'aide de graisse optique. Les matrices et le tube photomultiplicateur ont été laissés au repos avant de prendre les mesures afin que la température se stabilise. Le signal

issu du photodétecteur a été traité en utilisant des techniques de spectroscopie gamma standards. Le rendement photonique et la résolution en énergie ont été mesurés à 511 keV (^{68}Ge) et à 59.9 keV (^{241}Am).

b) Résultats

Les résultats obtenus avec les matrices LYSO (5%Y) Prototype #1 aux pixels de longueurs différentes sont regroupés au Tableau 4-5. Compte tenu des valeurs d'incertitude, nous n'observons aucun effet de la longueur des pixels $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ sur le rendement photonique ni sur la résolution en énergie. Ceci est surprenant car on se serait attendu à une dégradation de la collecte de lumière à mesure que les pixels allongent. De plus, les mesures réalisées à 59.9 keV auraient dû être davantage affectées que celles faites à 511 keV en raison de leur faible rapport signal à bruit, ce qui n'est pas observé. Comme on peut le voir, la linéarité du rendement photonique en fonction de l'énergie d'irradiation est conservée puisque les mesures à 59.9 keV offrent dix fois moins de lumière que celles faites à 511 keV, ce qui correspond au rapport des énergies 511/59.9 keV.

Tableau 4-5 : Rendement photonique et résolution en énergie pour les matrices LYSO (5%Y) Prototype #1 aux pixels de longueurs différentes (12, 14 et 16 mm).

Longueur des matrices (mm)	Énergie (keV)	Rendement photonique (u. arb.)	Résolution en énergie (%)
12	59.9	1.4 ± 0.2	43 ± 2
	511	13 ± 2	17.0 ± 0.8
14	59.9	1.3 ± 0.1	39 ± 3
	511	12.6 ± 0.8	16.6 ± 0.4
16	59.9	1.35 ± 0.05	39 ± 3
	511	12.8 ± 0.5	16.6 ± 0.8

c) Discussion

Le photopic formé par la source 59.9 keV a été visualisé dans les trois matrices avec suffisamment de précision pour être en mesure d'évaluer sa résolution en énergie. Cette observation est très encourageante pour la viabilité de ce concept de détecteur destiné à la tomodesitométrie. Il est à noter que la mesure a été réalisée avec un tube photomultiplicateur et non pas avec une photodiode avalanche comme ce sera le cas dans le détecteur LabTEP/TDM. Cependant, la présence du masque en papier d'aluminium et l'épaisse fenêtre de verre recouvrant le tube photomultiplicateur compensent pour le rapport signal à bruit légèrement inférieur des photodiodes avalanches pour la gamme de longueur d'onde correspondant à l'émission du LYSO (5%Y), soit 420 nm.

L'utilisation de petits pixels de $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ pose la question de l'efficacité de détection et de la fraction d'empaquetage de l'assemblage final. Avec d'aussi petits pixels assemblés en matrice, le ratio entre l'espace actif (le scintillateur) et l'espace mort (le réflecteur, la colle,...) diminue rapidement. Voilà pourquoi on préfère utiliser un réflecteur le plus mince possible pour maximiser l'efficacité de détection. Le 3M VM2000 Radiant Light Film est celui qui tout en étant mince (65 μm) offre les meilleures caractéristiques de réflectivité et d'efficacité (PEPIN, 2002). De plus, sa qualité de réflecteur spéculaire canalise bien la lumière vers la face de détection, ce qui contribue à la stabilité du rendement photonique qui a été observée en fonction de la longueur des pixels.

Comme les pixels offrent une très petite surface de détection ($1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$), on cherche à utiliser un matériau dense avec un Z_{effectif} élevé afin d'arrêter efficacement le rayonnement d'annihilation (511 keV). En plus, on peut rallonger les pixels afin d'avoir un volume plus grand dans lequel absorber la radiation. Cependant, en plus de

potentiellement entraîner un problème de collecte de lumière, cette action risque aussi de détériorer la résolution spatiale en bordure du champ du scanner. Pour contourner le problème de résolution spatiale, on pourrait toujours utiliser des matrices à pixel phoswich (MacDonald, 1998) (Miyaoaka, 1997) (Huber, 2001) (Murayama, 2000) (PEPIN, 2002), mais comme le signal tomodensitométrique est déjà faible, nous n'ajouterons pas d'interfaces supplémentaires pouvant détériorer la collecte de lumière pour le moment. Par contre, il est possible que cela soit envisagé dans le futur.

4.2.6 Comportement des matrices LYSO (5% Y) 4x1 LabPET™ assemblées avec le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film

Le but de cette étude est de valider les performances des matrices LYSO (5%Y) 4x1 pixels destinées au détecteur LabPET™ assemblées avec le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film par la compagnie Proteus, Inc (Chagrin Falls, Ohio, É.-U.). Ce travail se veut aussi un banc de test pour le détecteur LabTEP/TDM. En ce sens, les performances de scintillation des cristaux ont été évaluées avec attention. Le rendement photonique de même que la résolution en énergie et la diaphonie optique (*crosstalk*) entre les cristaux ont été mesurés en fonction de l'état de surface de la face de détection de la matrice (poli ou telle que coupée).

a) Matériel et méthodes

Quatre matrices LYSO (5%Y) 4x1 pixels ont été étudiées. Deux des matrices avaient leur face de détection laissée telle que coupée alors que celle des deux autres avait été polie. La taille de chacun des pixels était $2 \times 4 \times 11.2-14 \text{ mm}^3$, la longueur des cristaux n'étant pas égale au haut et au bas de la matrice en raison de la présence du plan incliné qui fait aussi office de face de détection. Toutes les matrices ont été emballées dans du réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film collé à toutes les surfaces (sauf la face de détection) à l'aide d'époxy. La Figure 4-10 présente un schéma de la matrice LYSO (5% Y). Les cristaux A et D sont situés sur les côtés de la matrice alors que les cristaux B et C sont situés au centre. La luminescence de chacun des cristaux à l'intérieur des matrices a été isolée de celle des autres à l'aide d'un masque fait de papier aluminium placé de telle sorte à ne laisser sortir que la lumière du pixel d'intérêt.

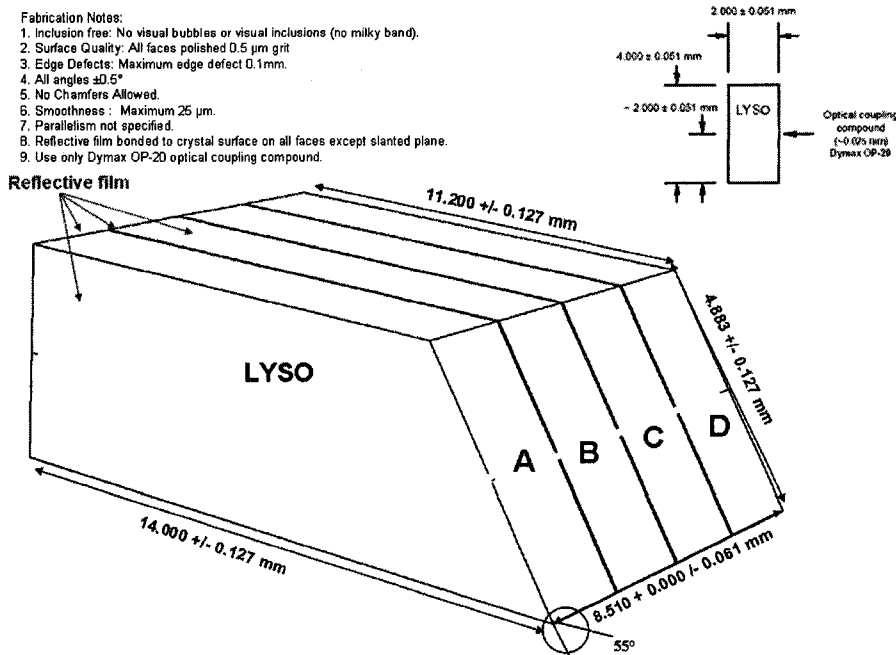


Figure 4-10 : Schéma de la matrice LYSO (5%Y) 4x1 pixels. Les étiquettes (A, B, C, D) représentent la position de chaque pixel dans la matrice.

Quatre matrices^{†††††} ont été évaluées. Les cristaux de chacune de ces matrices ont été mesurés à l'aide d'une photodiode avalanche fournie par la compagnie PerkinElmer Optoelectronics (Vaudreuil-Dorion, Québec, Canada) présentant une surface active de 3x3 mm² et opérée à un gain ~ 80. Le signal en sortie de la photodiode a été traité par des techniques de spectroscopie gamma standards. La matrice et la photodiode ont été laissées au repos avant de prendre les mesures afin que la température se stabilise. Les mesures ont été réalisées en irradiant les matrices avec des sources gamma de 662 keV (¹³⁷Cs) et 59.9 keV (²⁴¹Am).

^{†††††} Les matrices 1 et 2 ayant leurs faces de détection laissées telle que coupées et les matrices 3 et 4 ayant leurs faces de détection polie.

b) Résultats

Le rendement photonique et la résolution en énergie ont été mesurés pour les cristaux situés sur le côté et au centre des matrices. Les Figure 4-11 et Figure 4-12 montrent le rendement photonique obtenu avec les matrices telles que coupées et polies mesurées avec les sources gamma de 662 keV (^{137}Cs) et 59.9 keV (^{241}Am), respectivement. Le Tableau 4-6 résume ces résultats. Le rendement photonique moyen à 662 keV est environ le même pour les cristaux du centre et du côté des matrices à la face de détection dépolie. Cependant, l'écart est de l'ordre de 15% en faveur des cristaux centraux dans les matrices à la face de détection polie même si les incertitudes sont telles que les valeurs de rendement photonique se recoupent presque. La résolution en énergie pour les deux types de matrices est environ la même pour toutes les positions de pixels et se chiffre à $14 \pm 1\%$.

Lorsque mesuré avec la source gamma de 59.9 keV (^{241}Am), le rendement photonique atteignait environ 1/10 de celui mesuré avec la source gamma de 662 keV (^{137}Cs), ce qui était attendu. On a obtenu une valeur moyenne à peu près identique peu importe le fini de la face de détection ou de la position du pixel mesuré dans la matrice. Comme le montre la Figure 4-13, il a été impossible de mesurer la résolution en énergie à une énergie de 59.9 keV.

Les Figure 4-14 et Figure 4-15 présentent des spectres en énergie obtenus avec une source gamma de ^{137}Cs (662 keV) pour les matrices LYSO (5% Y) 4x1 pixels avec la face de détection laissée telle que coupée. La Figure 4-14 montre un spectre typique des cristaux situés sur le côté de la matrice alors la Figure 4-15 offre une information similaire pour les cristaux positionnés au centre de la matrice. On remarque la présence de deux petits pics situés à environ 25% de l'amplitude du photopic dans les deux spectres, même s'ils sont davantage visibles dans le spectre du cristal central. La

Figure 4-16 illustre un spectre en énergie d'un pixel situé au centre d'une matrice LYSO (5% Y) 4x1 pixels dont la face de détection est polie. Comme on peut le voir, les pics situés à ~ 25% de l'amplitude du photopic sont à peine visibles.

Tableau 4-6 : Rendement photonique moyen mesuré pour les matrices LYSO (5%Y) 4x1 pixels, aux faces de détection telles que coupées ou polies, irradiées avec une source gamma de ^{137}Cs (662 keV) ou de ^{241}Am (59.9 keV).

Source gamma	Position des cristaux	Face de détection telle que coupée	Face de détection polie
^{137}Cs (662 keV)	Côté	47 ± 8	40 ± 7
	Centre	46 ± 5	48 ± 3
^{241}Am (59.9 keV)	Côté	4.8 ± 0.5	4.5 ± 0.0
	Centre	4.8 ± 0.5	4.5 ± 0.0

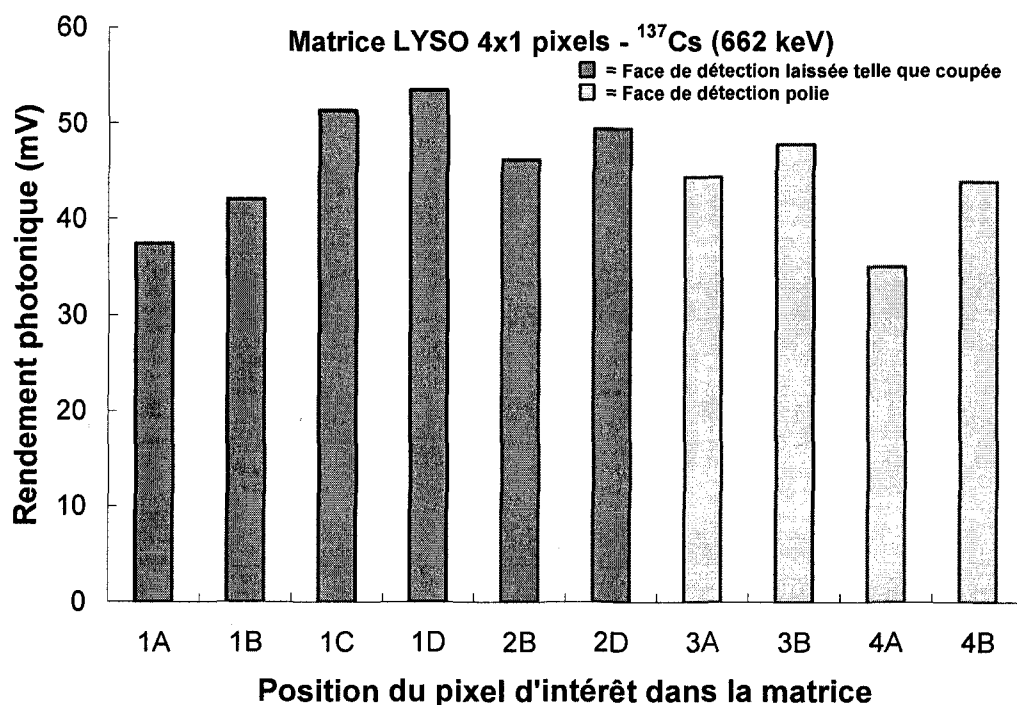


Figure 4-11 : Rendement photonique mesuré avec une source gamma de 662 keV (^{137}Cs) pour différentes positions du cristal d'intérêt dans la matrice LYSO (5%Y) 4x1 (face de détection dépolie ou polie). Se référer au schéma de la matrice, Figure 4-10.

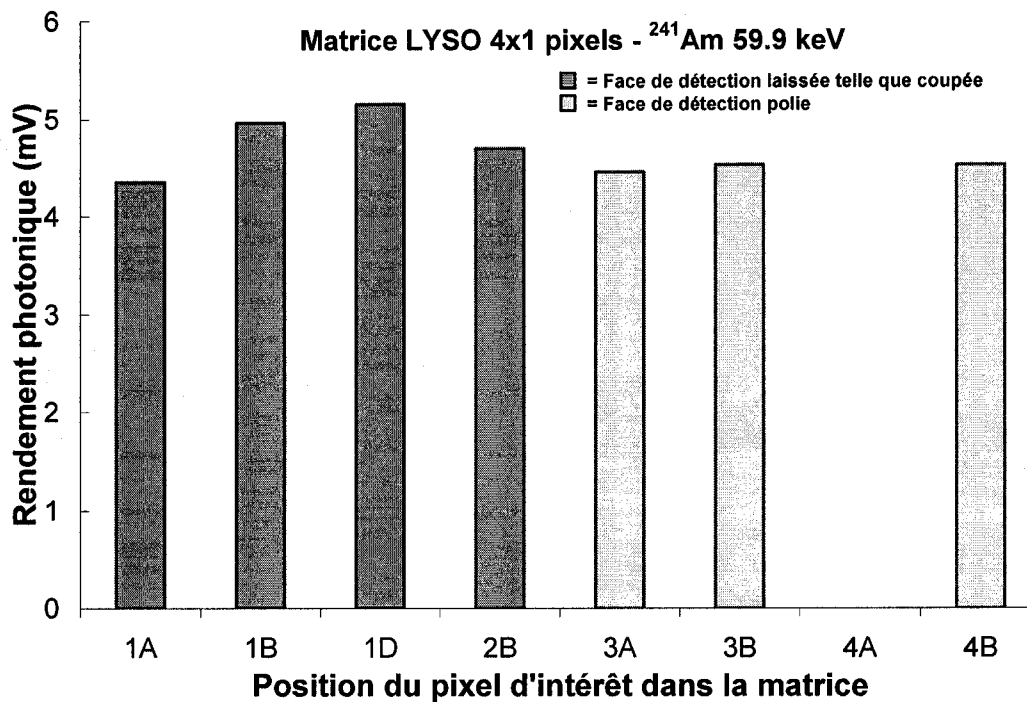


Figure 4-12 : Rendement photonique mesuré avec une source gamma de 59.9 keV (^{241}Am) pour différentes positions du cristal d'intérêt dans la matrice LYSO (5%Y) 4x1 (face de détection dépolie ou polie). Se référer au schéma de la matrice, Figure 4-9.

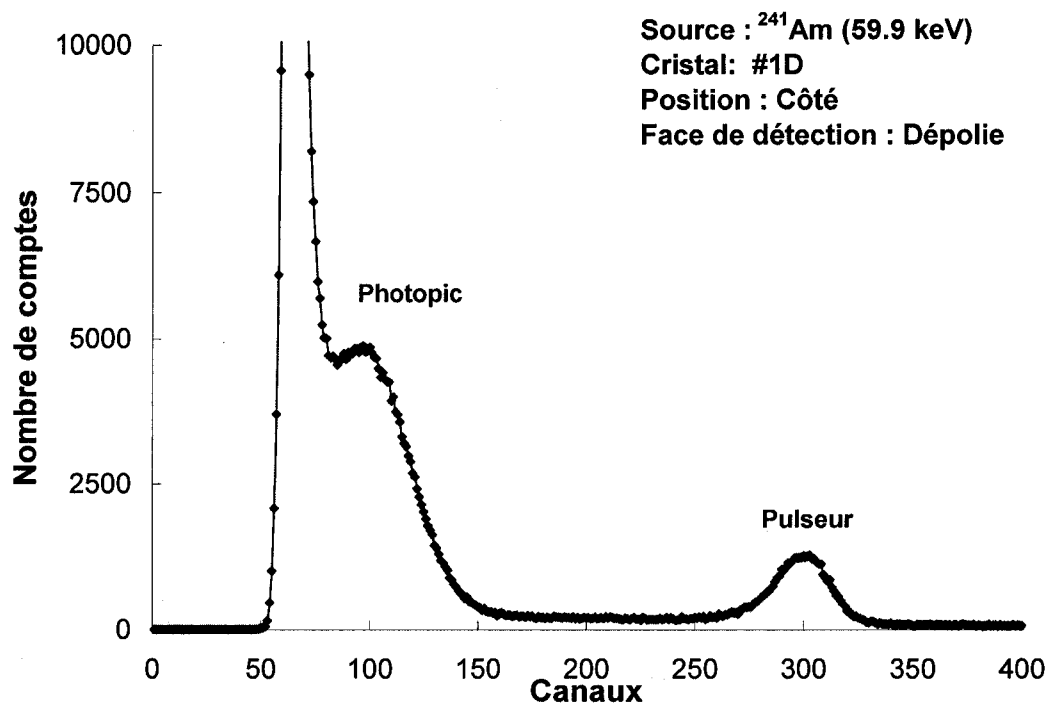


Figure 4-13 : Spectre en énergie mesuré avec une source gamma ^{241}Am (59.9 keV) du cristal D (position côté) de la matrice LYSO (5%Y) 4x1 pixels #1 (face de détection laissée telle que coupée).

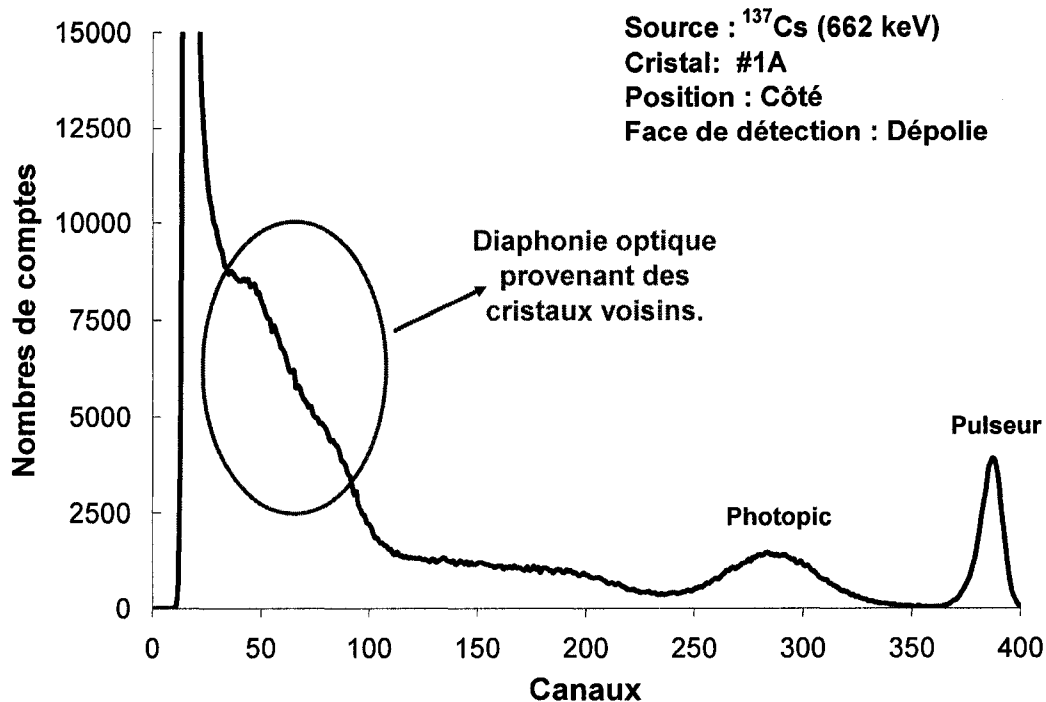


Figure 4-14 : Spectre en énergie mesuré avec une source gamma ^{137}Cs (662 keV) du cristal A (position côté) de la matrice LYSO (5%Y) 4x1 pixels #1 (face de détection laissée telle que coupée).

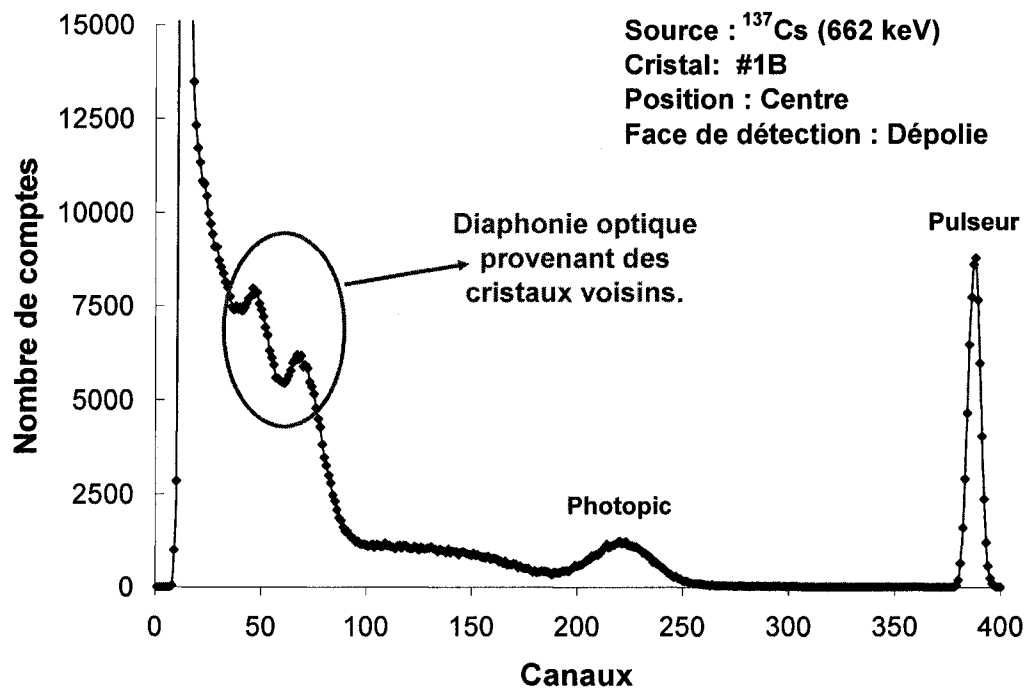


Figure 4-15 : Spectre en énergie mesuré avec une source gamma ^{137}Cs (662 keV) du cristal B (position centre) de la matrice LYSO (5%Y) 4x1 pixels #1 (face de détection laissée telle que coupée).

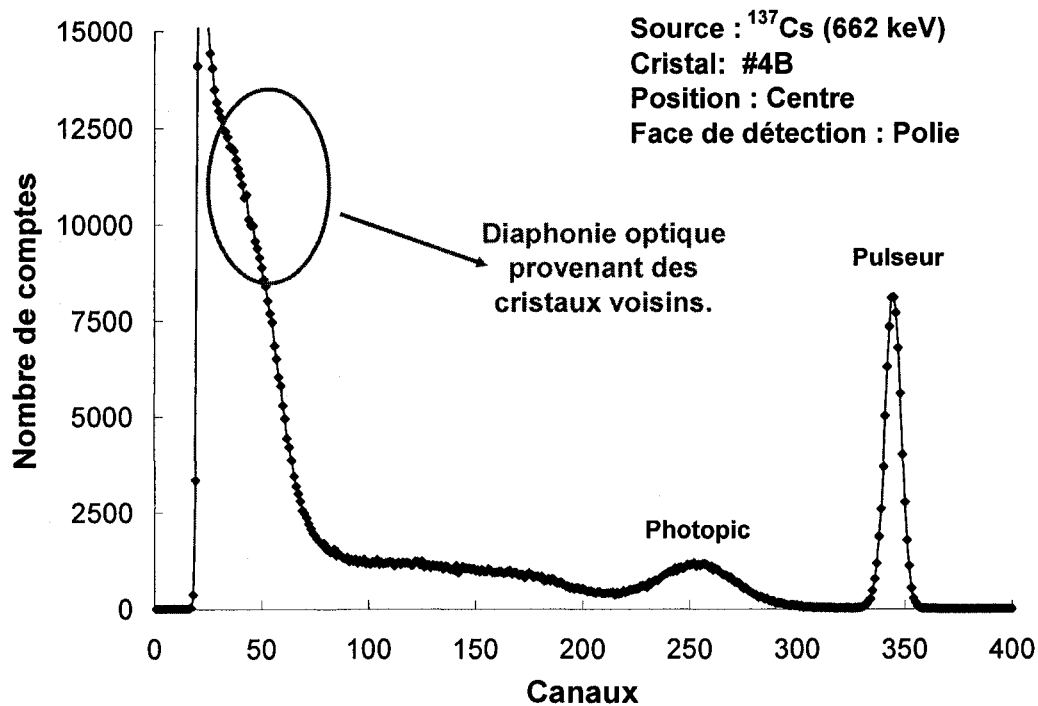


Figure 4-16 : Spectre en énergie mesuré avec une source gamma ^{137}Cs (662 keV) du cristal B (position centre) de la matrice LYSO (5%Y) 4x1 pixels #4 (face de détection polie).

c) Discussion

Comme on le remarque au Tableau 4-6, l'écart type du rendement photonique mesuré avec la source gamma de ^{137}Cs (662 keV) est plutôt grand. De plus, les photopics mesurés avec la source ^{241}Am (59.9 keV) ne peuvent être complètement séparés du bruit (voir Figure 4-13). Cette détérioration est due en grande partie au couplage variable et non parfait de la matrice avec la photodiode avalanche. Comme la face de détection est sur le plan incliné de la matrice (c.f. Figure 4-10), il était difficile et malaisé d'accoler la matrice à la photodiode avalanche en un parfait couplage optique, même en utilisant une épaisse couche de graisse optique. De plus, la surface de la photodiode était légèrement plus petite que celle du plan incliné de la matrice. Notre assemblage était réalisé le mieux possible, mais il n'était pas parfait ni tout à fait égal d'un essai à l'autre.

Aussi imparfait qu'était le couplage entre la matrice LYSO (5%Y) et la photodiode, ceci n'explique pas la diaphonie optique observée dans les spectres en énergie. Le masque en aluminium utilisé pour isoler les pixels d'intérêt dans la matrice a été taillé avec précision à l'aide d'un scalpel et ajusté avec précaution pour ne laisser passer que la lumière du cristal d'intérêt. La diaphonie optique entre cristaux voisins résulte fort probablement de l'opacité incomplète du réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film à la lumière de scintillation du LYSO et serait à l'origine des pics observés à basse amplitude dans les spectres en énergie mesurés à 662 keV (^{137}Cs) (Figure 4-14 et Figure 4-15). Comme le cristal situé au centre de la matrice possède deux cristaux voisins (voir Figure 4-15), la contribution à la diaphonie optique est doublée et pourrait expliquer ces pics bien définis.

Le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film est un réflecteur spéculaire fait de polymère multicouche (WEBER, 2000). Contrairement aux réflecteurs spéculaires métalliques - comme l'argent, le Mylar® métallisé ou l'aluminium qui sont totalement opaques sur toute la gamme de longueurs d'onde d'intérêt avec les scintillateurs inorganiques étudiés (350 - 550 nm) - le réflecteur 3M VM2000 présente un seuil de réflectivité abrupte en deçà de 400 nm, juste au début du spectre d'émission du LYSO (voir Figure 4-17) (3M Product Information Data Sheet, 2001) (PEPIN, 2002). Comme les longueurs d'onde plus courtes (bleues), ont tendance à être réfractées à un angle plus aigu que les plus longues longueurs d'onde (rouges), les fuites de lumière sont d'autant plus facilitées (transmission au travers du réflecteur et collecte de la lumière dans le cristal voisin). Nous posons l'hypothèse que la diaphonie optique est en majeure partie due aux rayons lumineux incidents avec un angle approchant la normale (presque à 90°) sur la surface du réflecteur, lequel présente alors une très haute probabilité de transmission. Pour des angles d'incidence plus faibles, les rayons lumineux auraient

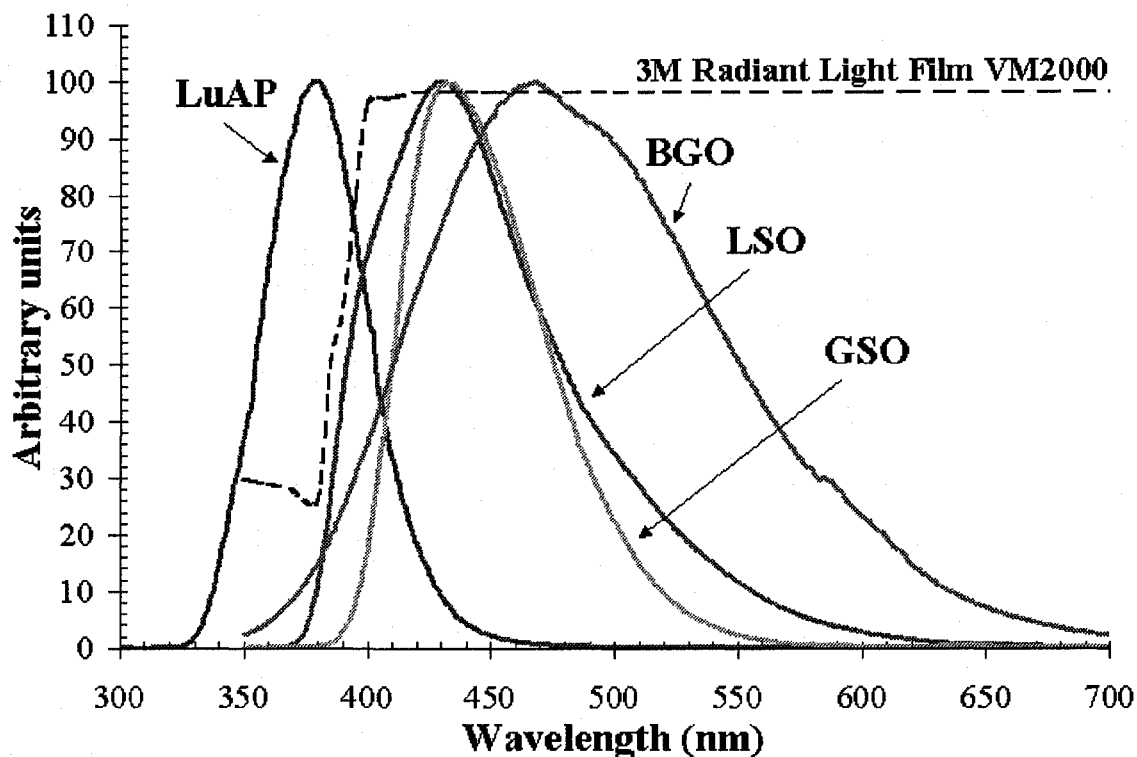


Figure 4-17 : Réponse spectrale (typique) pour un angle d'incidence normale du réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film (*ligne pointillée* - tirée de (3M Product Information Data Sheet, 2001)) comparativement aux spectres d'émission UV des scintillateurs de BGO, GSO, LSO et LuAP. Cette figure est tirée de (PEPIN, 2002).

une plus grande probabilité d'être réfléchis à l'intérieur du pixel d'intérêt par réflexion totale interne et contribueraient peu à la diaphonie optique.

Le plan incliné laissé tel que coupé (voir Figure 4-14 et Figure 4-15) contribue à briser les modes de réflexion trappés à l'intérieur du cristal en raison de son caractère lambertien (diffus) et à amplifier le phénomène de diaphonie. Ceci expliquerait pourquoi les pics de diaphonie situés à faible amplitude sur les spectres en énergie sont mieux définis et que le rendement photonique est légèrement supérieur pour les matrices ayant un plan incliné laissé tel que coupé par rapport à celles présentant une face de détection polie.

Les performances des matrices semblent suffisamment bonnes pour notre application, même si les mesures réalisées à 59.9 keV (^{241}Am) sont un peu décevantes.

Cependant, nous nous attendons qu'un meilleur couplage optique à l'aide d'époxy entre la photodiode avalanche et la matrice dans l'assemblage final va améliorer le rendement photonique. Le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film cause probablement la diaphonie optique observée au cours des expériences. Des mesures effectuées en 2000 et 2001 avec des cristaux LSO (présentant sensiblement les mêmes caractéristiques d'émission que le LYSO) ont montré des résultats similaires quant au rendement photonique et à la résolution en énergie, mais avec une diaphonie optique beaucoup moins importante (PEPIN, 2001a). Des études plus poussées, incluant des expériences d'absorption et de transmission, seraient nécessaires pour bien comprendre le phénomène. Il serait aussi intéressant de comparer le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film utilisé pour la fabrication de ces matrices avec celui testé en 2001 afin de comparer leur degré de transparence autour de 400 nm.

Certaines pistes de solutions peuvent être proposées pour corriger le problème de diaphonie optique comme l'insertion d'un réflecteur opaque et très mince, tel que l'argent ou le Mylar®, entre deux feuilles de réflecteur 3M VM2000. On pourrait aussi employer un réflecteur opaque et diffus comme le Lumirror fabriqué par la compagnie Torray (PEPIN, 2002) qui est à la fois très réfléchissant (> 94%) et malléable. Ces deux solutions ne sont pas complètement satisfaisantes en raison de leur fraction d'emballage supérieure à celle de la solution initiale. En effet, l'ajout d'une feuille d'argent ou de Mylar® (25 μm) commande l'apposition de deux couches de colle supplémentaires en plus d'une couche de réflecteur 3M VM2000 surnuméraire. On se retrouve à une épaisseur ~ 100 μm *de plus* que les 75 μm initiaux. Dans le cas du Lumirror, le réflecteur possède déjà une épaisseur de 300 μm , ce qui le disqualifie immédiatement.

Chapitre 5 - Photodétecteurs

5.1 Description des photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM

La photodiode LabPET™ a été élaborée pour la compagnie Avancement Moléculaire en Imagerie (AMI) inc., maintenant Gamma Medica-Ideas Canada (Sherbrooke, Québec, Canada) qui commercialise le scanner pour petits animaux LabPET™. Le module LabPET™ est fabriqué à l'aide d'une matrice de 4x1 pixels, ces pixels n'étant pas collés les uns aux autres. Chaque pixel est constitué d'un assemblage *phoswich* LYSO(5% Y)/LGSO(80% Gd) auquel est collée une photodiode avalanche (voir Figure 3-27). Cette photodiode doit reposer sur le plan incliné de l'assemblage *phoswich* LGSO/LYSO qui mesure $2.000 \pm 0.051 \times 4.883 \pm 0.127 \text{ mm}^2$. La photodiode avalanche mesure $1.8 \times 4.4 \text{ mm}^2$ mais présente une surface active de $1.1 \times 3.6 \text{ mm}^2$, la zone inactive en bordure devant être d'une largeur de $\sim 350 \text{ }\mu\text{m}$ afin d'accommoder un anneau de garde permettant d'isoler le champ électrique intense présent à la jonction de la photodiode avalanche. La fraction de couplage de l'assemblage (c'est-à-dire le rapport entre la superficie de l'assemblage cristallin et la surface active de la photodiode avalanche) est de 40.5%, ce qui est plutôt faible. Cependant, comme les *phoswichs* sont disposés côte à côte à l'intérieur du module LabPET™ et qu'un espace sécuritaire doit être maintenu entre les photodétecteurs, ces dimensions sont optimales, compte tenu de ces contraintes. Afin de compenser en partie pour cette collecte de lumière inadéquate, les bordures de la photodiode avalanche ont été fabriquées en or (réflectivité $\sim 30\%$) afin d'augmenter le rendement photonique de l'assemblage.

Le détecteur LabTEP/TDM est constitué d'une matrice de scintillateur LYSO (5%Y) composée de 8x8 pixels dont chaque élément mesure $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ à la base du

cristal. Cet assemblage est couplé à deux matrices de photodiodes constituées de 4×8 pixels chacune présentant un pas de 1.2 mm. La surface active de chaque pixel est de $1.1 \times 1.1 \text{ mm}^2$ ce qui représente une fraction de couplage de 84%. Un espace mort de 100 μm est nécessaire entre les pixels de la photodiode pour les isoler électriquement, ce qui est aussi utile pour limiter autant la diaphonie optique que la diaphonie électronique entre les pixels. Les dimensions extérieures de chaque matrice de 4×8 pixels sont de $5.4 \times 10.2 \text{ mm}^2$.

Pour simplifier l'assemblage, les contacts de chaque pixel ont été déplacés sous le dispositif. La matrice de photodiode a été conçue pour fonctionner en mode anode commune avec une seule polarisation (négative) pour l'ensemble de la matrice. Le contact pour la polarisation se situe sur la face avant de la photodiode. Une structure *reach-through* a été choisie afin de faciliter la conception des contacts situés au dos de la photodiode.

La Figure 5-1 présente une photographie du prototype de photodiode 4×8 pixels de même que d'un exemple du type de matrice cristalline destinée à ce détecteur à scintillation assemblé dans du réflecteur spéculaire 3M VM2000 Radiant Light Film. Il faut préciser que la matrice cristalline montrée ici présente un pas de 2 mm et ne correspond pas à notre prototype. Il s'agit seulement d'illustrer le concept du photodétecteur.

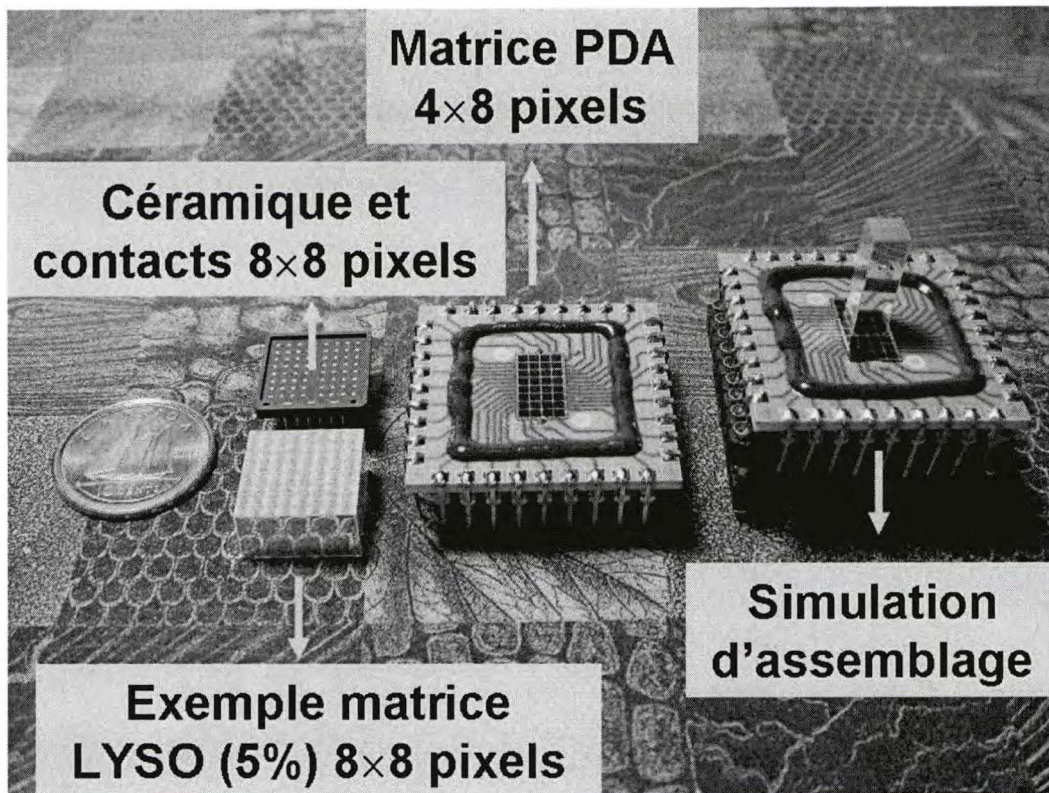


Figure 5-1 : Prototype de photodiode 4x8 pixels destiné au détecteur à scintillation LabPET/TDM.

5.2 Caractérisation des photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM

5.2.1 Évaluation du courant d'obscurité

Le courant d'obscurité comme son nom l'indique est mesuré lorsque la photodiode est plongée dans le noir. Il s'agit d'un courant parasite produit par des porteurs de charge d'origine thermique à l'intérieur de la jonction. En effet, l'agitation thermique au sein de la région d'appauvrissement de la photodiode est suffisante pour créer des paires électron/trou qui sont entraînées de part et d'autre de la jonction *pn* par le fort champ électrique. Ce déplacement de charges crée le courant d'obscurité (STREETMAN, 1995). Lorsque la photodiode est illuminée par une source de photons, ceux-ci vont générer d'autres paires électron/trou qui vont s'ajouter aux paires créées thermiquement pour donner le *courant d'illumination* ou *courant*

d'opération qui correspond au signal usuel de la photodiode. Pour une photodiode idéale, le courant d'obscurité serait nul.

Le courant d'obscurité dépend de deux facteurs : le courant de fuite de surface I_{DS} et le courant de fuite de jonction I_{DB} . Le courant de fuite de surface circule à la surface de la photodiode (à l'interface entre la jonction *pn* et les couches d'oxyde de silicium (SiO_2)). Les charges qui en sont à l'origine ne sont pas multipliées au niveau de la zone avalanche (région d'appauvrissement) (EG&G Optoelectronics, 1999). La valeur du courant de fuite de surface équivaut typiquement à 7-10 nA/mm de périmètre pour les photodiodes de type *reach-through* sans anneau de garde fabriquées par PerkinElmer. Par exemple, une photodiode de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ de surface active génère ~120 nA; pour une photodiode de $1.1 \times 1.1 \text{ mm}^2$, on prévoit que ce courant devrait diminuer à ~40 nA (LECOMTE, 2002). Le courant de fuite de surface peut être réduit substantiellement par l'apposition d'un anneau de garde, au détriment d'une bordure plus large autour de la photodiode.

Le courant de fuite de jonction circule au niveau de la région d'appauvrissement. Les porteurs de charge le constituant sont multipliés par l'effet d'avalanche au niveau de la jonction (McINTYRE, 1966). Sa valeur typique est de l'ordre de 2 pA/mm² considérant une jonction de 150 μm d'épaisseur (LECOMTE, 2002). Par exemple, une photodiode mesurant $3 \times 3 \text{ mm}^2$ engendrera un courant de fuite de jonction ~20 pA; pour une photodiode de $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$, on prévoit donc ~3 pA. Comme ce courant de fuite traverse la zone avalanche de la photodiode, il augmentera en fonction du gain, donc en fonction de la tension de polarisation inverse. Il peut être réduit en abaissant la température de la photodiode (diminution d'un facteur ~2.3 par 10°C).

En somme, le courant d'obscurité d'une photodiode avalanche peut s'exprimer comme :

$$(5-1) \quad I_{PDA} = I_{DS} + MI_{DB}$$

où M représente le gain de la photodiode. À basse tension, il est nettement dominé par le courant de fuite de surface I_{DS} . À mesure que le gain augmente, la composante du courant de fuite de la jonction devient plus importante jusqu'à dominer le courant d'obscurité à haut voltage. Il n'en demeure pas moins que la composante principale du courant d'obscurité demeure le courant de fuite de surface dans la plage d'opération normale de la photodiode (LECOMTE, 1999).

Le courant d'obscurité influence directement le bruit de la photodiode avalanche à travers la composante de bruit d'obscurité (WEBB, 1974) (McINTYRE, 1966). Le bruit d'obscurité i_{PDA} est associé aux fluctuations statistiques du courant circulant en surface et au niveau de la jonction de la photodiode. Ce bruit peut s'exprimer comme :

$$(5-2) \quad i_{PDA}^2 = 2q(I_{DS} + I_{DB}M^2F) \left[\frac{A^2}{Hz} \right]$$

où F représente de facteur de Fano (facteur d'excès de bruit statistique du processus de multiplication au niveau de la jonction pn). Ce facteur F peut lui-même être décomposé selon :

$$(5-3) \quad F = kM + (1-k) \left(2 - \frac{1}{M} \right)$$

où k représente le ratio entre le coefficient d'ionisation des trous et celui des électrons lors de la création des porteurs de charge au niveau de la zone d'appauvrissement (McINTYRE, 1972) (RENKER, 2002). Pour les photodiodes avalanches

PerkinElmer à structure *reach-through* conventionnelle, telles que les photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM, le ratio du coefficient d'ionisation trou/électron équivaut à 0.015 (LECOMTE, 1999) (WEBB, 1974).

a) Matériel et méthodes

Le courant d'obscurité I_{PDA} de la photodiode avalanche en fonction de sa tension de polarisation inverse V_{PDA} (ou *courbe I-V*) est déterminé en mesurant les chutes de tension aux bornes des résistances du circuit électronique présenté à la Figure 5-2. Dans le traitement suivant la résistance interne de la photodiode avalanche est supposée infinie ou du moins très élevée par rapport à $(R_D + R_X)$, même à la tension de claquage de la photodiode. Par la loi d'Ohm, on obtient que :

$$(5-4) \quad V_{PDA} = (R_D + R_X) \times I \quad \text{et} \quad V_X = R_X \times I.$$

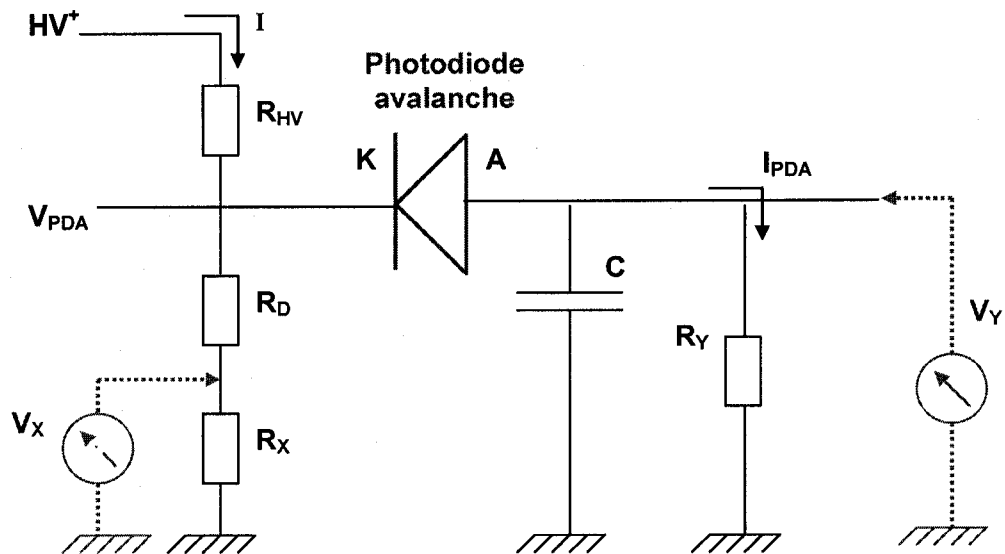
En isolant I dans les deux équations, on peut exprimer V_{PDA} tel que :

$$(5-5) \quad V_{PDA} = \frac{V_X \cdot (R_D + R_X)}{R_X}$$

D'un autre côté, par la loi d'Ohm on obtient l'expression de I_{PDA} :

$$(5-6) \quad I_{PDA} = \frac{V_Y}{R_Y}$$

La procédure expérimentale est très simple. On mesure les valeurs de V_X et V_Y pour chaque incrément de la tension de polarisation inverse de la photodiode avalanche. Pour obtenir les valeurs de V_{PDA} et I_{PDA} , on injecte les valeurs mesurées de V_X et V_Y dans les équations 5-5 et 5-6, connaissant les valeurs de R_X , R_Y et R_D (voir Figure 5-6). Comme les photodiodes avalanches sont sensibles à la lumière, cette mesure doit être réalisée à la noirceur. C'est pourquoi le circuit a été enfermé dans une boîte étanche à la lumière.



$$R_{HV} = 1.003 M\Omega$$

$$R_D = 10.52 M\Omega$$

$$R_X = 101.0 k\Omega$$

$$R_Y = 453.9 k\Omega$$

$$C = 15 \mu F (/40V)$$

HV^+ : tension de polarisation

V_X, V_Y : tensions mesurées avec un voltmètre

I_{PDA} : courant traversant la photodiode

V_{PDA} : tension aux bornes de la photodiode

Figure 5-2 : Schéma du circuit servant à évaluer le courant d'obscurité d'une photodiode avalanche en fonction de la tension de polarisation inverse.

b) Résultats

Le courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation inverse a été mesuré pour les photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM. Quatre échantillons de la photodiode LabPET™ et 16 pixels provenant d'une seule matrice 4×8 ont été évalués. Les courbes de courant d'obscurité sont caractérisées par un plateau croissant lentement jusqu'à un point d'inflexion où la valeur du courant augmente de plusieurs ordres de grandeur en l'espace de quelques volts. Ce point d'inflexion correspond à la tension de claquage où la photodiode entre dans une zone de gain non proportionnel.

Les photodiodes LabPET™ présentent un plateau croissant variant entre 12 ± 2 nA et 50 ± 5 nA. Leur point d'inflexion se situe à une tension de 265 ± 5 V. Le plateau des photodiodes LabTEP/TDM varie entre 45 ± 5 nA et 132 ± 5 nA et leur point d'inflexion se situe 310 ± 5 V. À titre de comparaison, les photodiodes avalanches TEP/TDM utilisées pour les études de scintillation présentent un courant d'obscurité qui varie entre 4 nA et 27 nA, leur point d'inflexion se situant à une tension de 304 V.

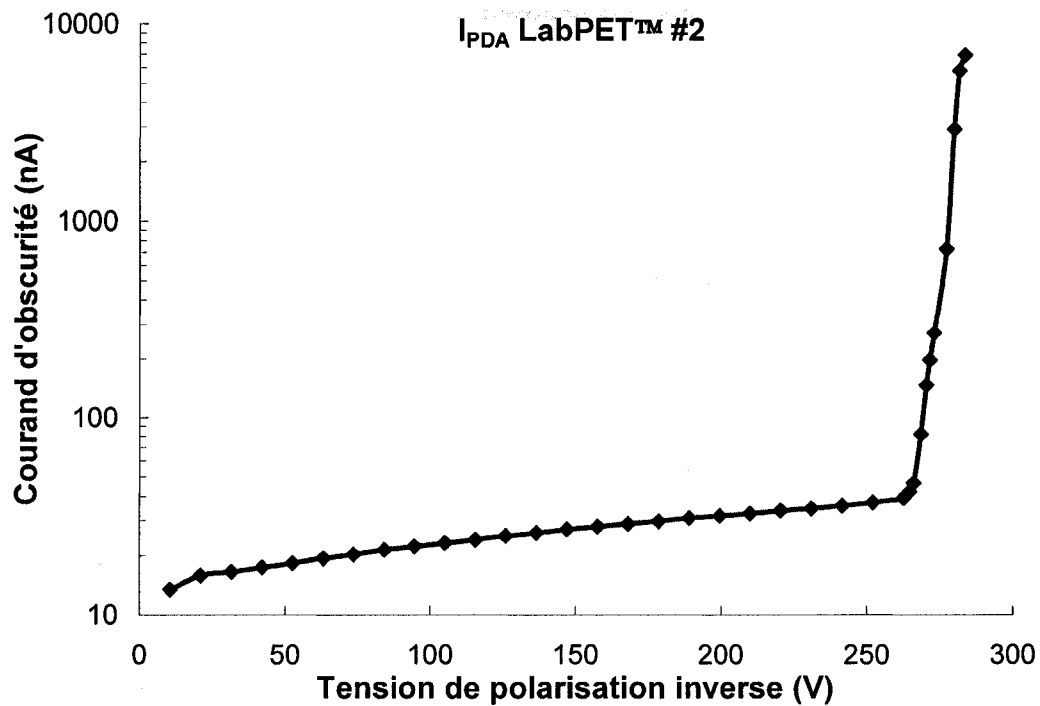


Figure 5-3 : Évaluation du courant d'obscurité de la photodiode LabPET™ #2 en fonction de sa tension de polarisation inverse.

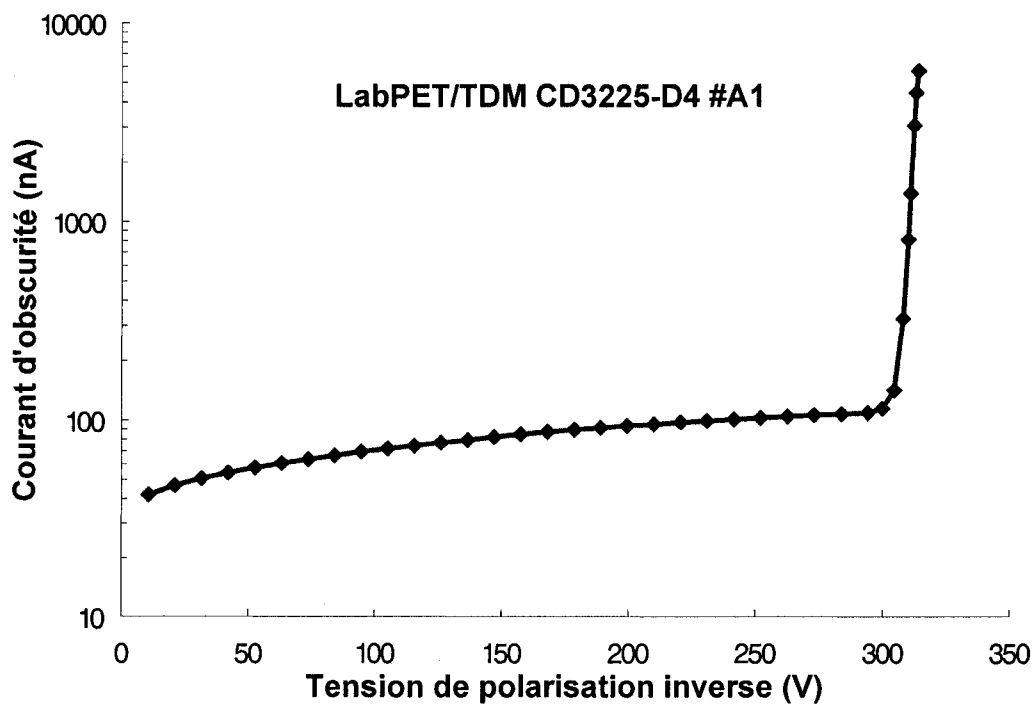


Figure 5-4 : Évaluation du courant d'obscurité de la photodiode LabPET/TDM CD3225-D4 #A1 en fonction de sa tension de polarisation inverse.

c) Discussion

Le courant d'obscurité des photodiodes LabTEP/TDM est plus élevé qu'il ne le devrait. Ceci est dû au fait que la matrice de 4x8 pixels possède une anode commune, donc une polarisation commune. Lorsqu'on mesure le courant d'obscurité d'un pixel, on mesure en fait ceux de tous les pixels de la matrice qui s'écoulent par cette connexion. Il est difficile d'estimer quelle pourrait en être la valeur du courant de fuite d'un seul pixel à partir de ces mesures car tous les pixels ne contribuent pas de manière égale au courant d'obscurité total lorsque mesuré un pixel à la fois. En effet, les pixels voisins contribuent davantage que les pixels plus éloignés.

Pour mesurer les pixels de manière individuelle, il faudrait que l'ensemble des pixels, sauf le pixel d'intérêt, soit mis à la masse. Des mesures préliminaires faites en ce sens n'ont pas été très convaincantes, mais nous espérons que les prochains prototypes seront assemblés de telle sorte que cette mesure soit possible.

5.2.2 Évaluation de la capacité de charge d'espace

La capacité C_T d'une photodiode avalanche polarisée en inverse, appelée *capacité d'appauvrissement*, *capacité de déplétion*, *capacité de barrière*, ou *capacité de charge d'espace*, représente la variation de la charge emmagasinée dans la région d'appauvrissement de part et d'autre de la jonction par rapport à la tension de polarisation (Millman, 1988). À mesure que la polarisation inverse augmente, la région d'appauvrissement s'agrandit en laissant de plus en plus d'ions à découvert. Comme il existe un nombre grandissant d'ions positifs d'un côté de la jonction (*cathode*) et d'ions négatifs de l'autre côté (*anode*), il se crée une capacité comparable à celle d'un condensateur à plaque parallèle. Cette *capacité de charge d'espace* peut s'exprimer comme :

$$(5-7) \quad C_T = \frac{\varepsilon A}{L} \quad [F]$$

où ε représente la permittivité du condensateur, A l'aire de la jonction et L la largeur de la zone d'appauvrissement. Lorsque la région de déplétion est complètement à découvert (libre de tous porteurs de charge), la photodiode avalanche entre dans son mode de gain proportionnel. À ce point, la largeur L de la région d'appauvrissement demeure fixe même si la tension de polarisation continue à augmenter. La *capacité de charge d'espace* se stabilise donc à une valeur donnée. Dans cette section, nous avons mesuré la *capacité de charge d'espace* des photodiodes avalanches LabPET™ et LabTEP/TDM en fonction de leur tension de polarisation inverse.

a) Matériel et méthodes

On caractérise la *capacité de charge d'espace* d'une photodiode avalanche en évaluant son comportement en fonction de la tension de polarisation. Un circuit diviseur de tension, constitué de deux résistances placées en parallèle, disposé en série avec la photodiode permet d'évaluer cette capacité (voir Figure 5-5).

$$(5-8) \quad V_e = (R1 + R2) \times I \text{ et } V_r = R2 \times I$$

$$(5-9) \quad \frac{V_r}{V_e} = \frac{R2}{R1 + R2} \rightarrow V_r = \frac{R2}{R1 + R2} V_e$$

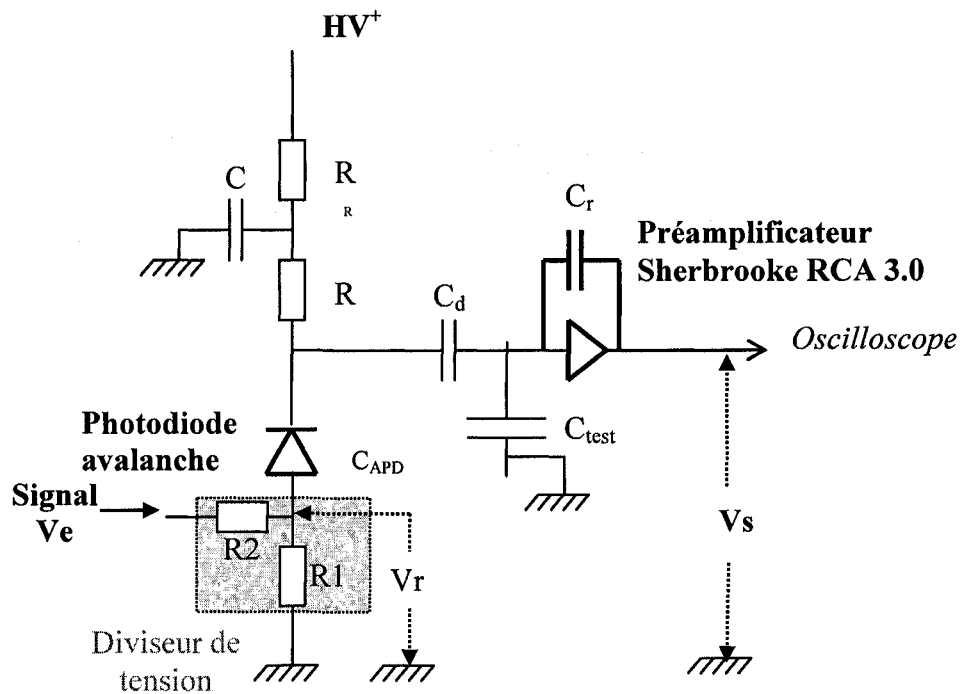
$$(5-10) \quad \frac{V_s}{V_r} = \frac{C_{APD}}{C_r + C_{test}} = \frac{C_{APD} [pF]}{2 [pF]} \rightarrow V_r = \frac{2V_s}{C_{APD} [pF]}$$

En égalisant les équations 5-9 et 5-10, on obtient :

$$(5-11) \quad C_{APD} [pF] = \frac{(R1 + R2)}{R2} \cdot \frac{2V_s}{V_e} \rightarrow C_{APD} [pF] = 204.62 \frac{V_s}{V_e}$$

Le dispositif expérimental utilisé pour déterminer la *capacité de charge d'espace* de la photodiode avalanche en fonction de sa tension de polarisation est présenté à la Figure 5-6. La photodiode avalanche, le circuit diviseur de tension et le préamplificateur de charges doivent être placés dans une boîte métallique étanche à la lumière.

La procédure expérimentale consiste à mesurer les valeurs de V_e et V_s pour chaque incrément de la tension de polarisation. On obtient la valeur de la capacité en appliquant l'équation 5-11.



V_s : Tension de sortie (lu à l'oscilloscope)

V_R : Tension aux bornes du circuit diviseur de tension

I : Courant à l'entrée de la photodiode avalanche

$R = 5.6 \text{ M}\Omega$ (résistance de polarisation - voie HV+)

$R_1 = 1 \text{ k}\Omega$ (circuit diviseur de tension)

$R_2 = 10 \text{ }\Omega$ (circuit diviseur de tension)

$C_r = 1 \text{ pF}$ (capacité de rétroaction du préamplificateur)

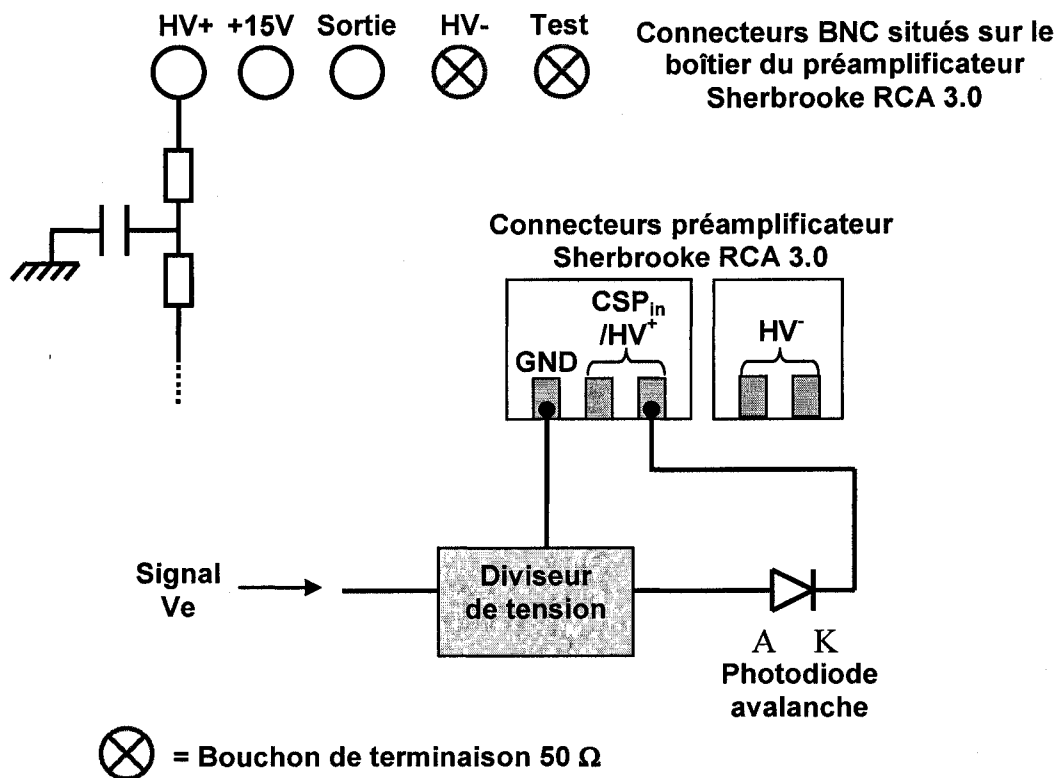
$C_{\text{test}} = 1 \text{ pF}$ (capacité de charge de l'entrée test)

$C_{\text{APD}} \rightarrow$ Capacité de la photodiode avalanche (à déterminer)

$C_d = 10 \text{ nF}$ (capacité de découplage à l'entrée du préamplificateur)

$C = 10 \text{ nF}$ (capacité de polarisation - voie HV+)

Figure 5-5 : Schéma du circuit servant à évaluer la *capacité de charge d'espace* d'une photodiode avalanche.



V_e : Tension d'entrée injectée au préamplificateur au travers du circuit diviseur de tension (issu du pulseur Tennelec TC-812)

GND : Entrée de mise à la masse du préamplificateur

CSPin : Entrée du préamplificateur de charges

HV+/HV- : Entrées pour la polarisation, positive et négative respectivement, de la photodiode avalanche.

K : Cathode de la photodiode avalanche.

A : Anode de la photodiode avalanche.

Signal V_e : Signal injecté à l'entrée du préamplificateur au travers du circuit diviseur de tension - issu du pulseur Tennelec TC-812.

Figure 5-6 : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour déterminer la *capacité de charge d'espace* d'une photodiode avalanche en fonction de sa tension de polarisation.

b) Résultats

La *capacité de charge d'espace* des photodiodes avalanches LabPET™ a été évaluée pour quatre échantillons. Celle des photodiodes avalanches LabTEP/TDM a été mesurée pour 16 pixels d'une seule matrice 4x8. Les Figure 5-7 et Figure 5-8 présentent un exemple typique de la variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation pour les photodiodes avalanches LabPET™ et LabTEP/TDM. Les valeurs moyennes mesurées dans la zone proportionnelle sont 8.4 ± 0.2 pF et 4.0 ± 0.4 pF, respectivement.

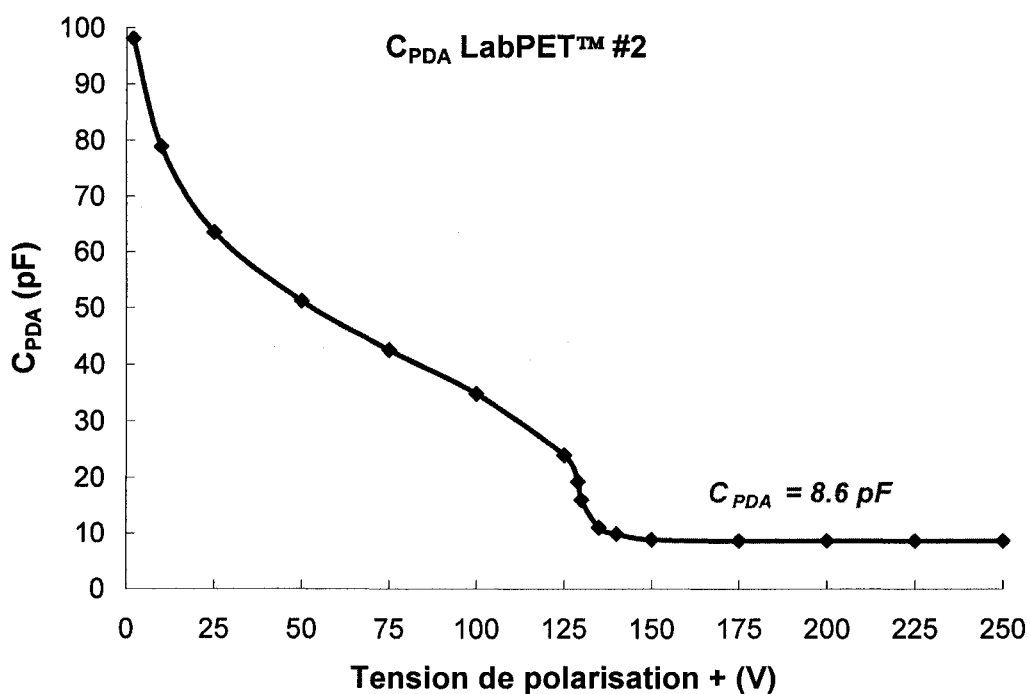


Figure 5-7 : Évaluation de la capacité de la photodiode avalanche LabPET™ #2 en fonction de la tension de polarisation. La capacité vaut 8.6 pF dans la zone de gain proportionnel.

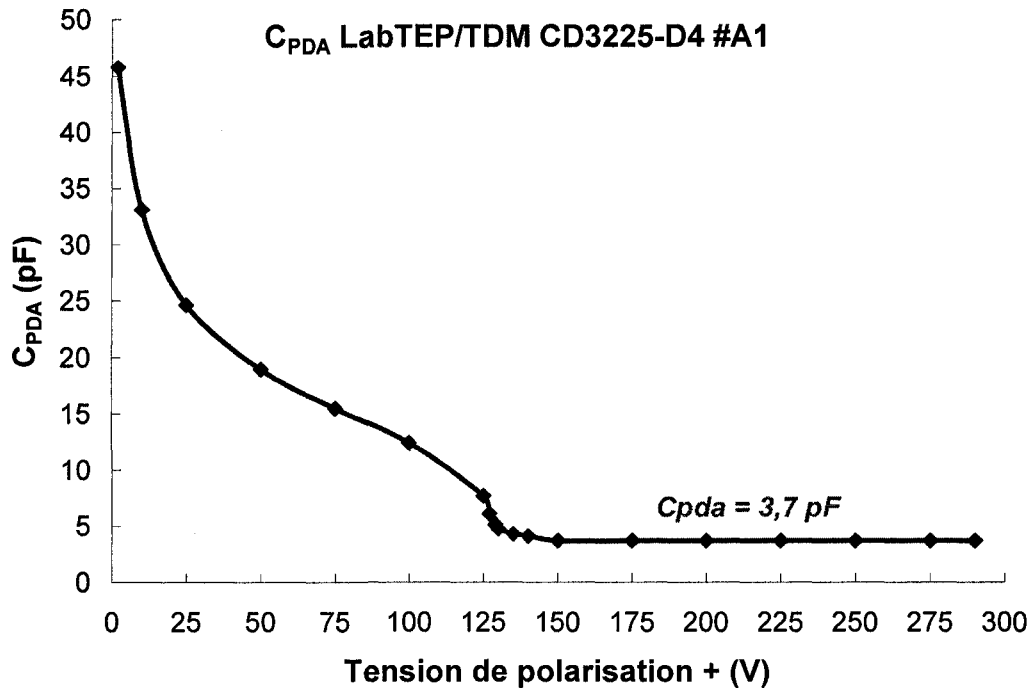


Figure 5-8 : Évaluation de la capacité de la photodiode avalanche LabTEP/TDM CD3225-D4 #A1 en fonction de la tension de polarisation. La capacité vaut 3.7 pF dans la zone de gain proportionnel.

c) Discussion

La capacité d'une photodiode avalanche varie de manière inversement proportionnelle à la largeur de sa région de désertion. À bas voltage, seulement une petite zone autour de la jonction est libérée de tous porteurs de charge et la capacité est assez élevée. Pour nos échantillons, elle s'élève à ~100 pF pour la photodiode LabPET™ et ~45 pF pour la photodiode LabTEP/TDM. À mesure que la tension de polarisation augmente, la région de déplétion autour de la jonction s'élargit et devient de plus en plus isolante jusqu'au moment où elle devient complètement à découvert. Ce point correspond au début de la plage de gain proportionnel de la photodiode avalanche. Pour les photodiodes PerkinElmer, cette plage proportionnelle débute lorsque la tension de polarisation inverse atteint environ 125 V. Comme on peut le voir

sur les Figure 5-7 et Figure 5-8, la *capacité de charge d'espace* varie brusquement avant de se stabiliser.

Le rapport des *capacités de charge d'espace* entre les photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM est de 2.3 ce qui est légèrement moins que le rapport de leur surface active qui est ~3.3. Les capacités parasites résultant de la proximité des pixels voisins sur la même puce de silicium et des contacts expliquent probablement cet écart. Si on fait la comparaison avec les photodiodes prototypes utilisées pour les études de scintillation, ayant une surface active d'environ $2.9 \times 2.9 \text{ mm}^2$, leur capacité de charge d'espace est équivalente à 14.4 pF. Ce comportement est tout à fait en accord avec les prévisions théoriques (LECOMTE, 1989).

5.2.3 Évaluation de la résolution en énergie

La résolution en énergie en fonction de la tension de polarisation inverse a été mesurée pour les photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM.

a) Matériel et méthodes

Quatre échantillons LabPET™ et 16 pixels provenant d'une seule matrice 4×8 LabTEP/TDM ont été évalués à partir des techniques usuelles de spectroscopie gamma. La résolution en énergie a été mesurée pour un cristal LYSO (6% Y) (2×2×10 mm³) enveloppé de plus de 6 couches de ruban de téflon et couplé au photodétecteur sans graisse optique. Le scintillateur a été irradié à l'aide d'une source de ²²Na (511 keV).

b) Résultats

Les Figure 5-9 et Figure 5-10 présentent l'évolution de la résolution en énergie en fonction de la tension de polarisation inverse. Les photodiodes avalanches LabPET™ offrent une résolution en énergie moyenne de 16.7 ± 0.5 %. Les photodiodes LabTEP/TDM atteignent une résolution de 16.5 ± 1 %.

c) Discussion

La résolution en énergie obtenue avec les photodiodes LabTEP/TDM est supérieure à ce que nous nous attendions. D'autant plus que le couplage du scintillateur 2×2 mm² avec la surface 1.2×1.2 mm² de la photodiode n'était pas optimal. Le gain important mesuré avec ces photodiodes pourrait expliquer leur meilleure résolution que celle mesurée avec les photodiodes LabPET™.

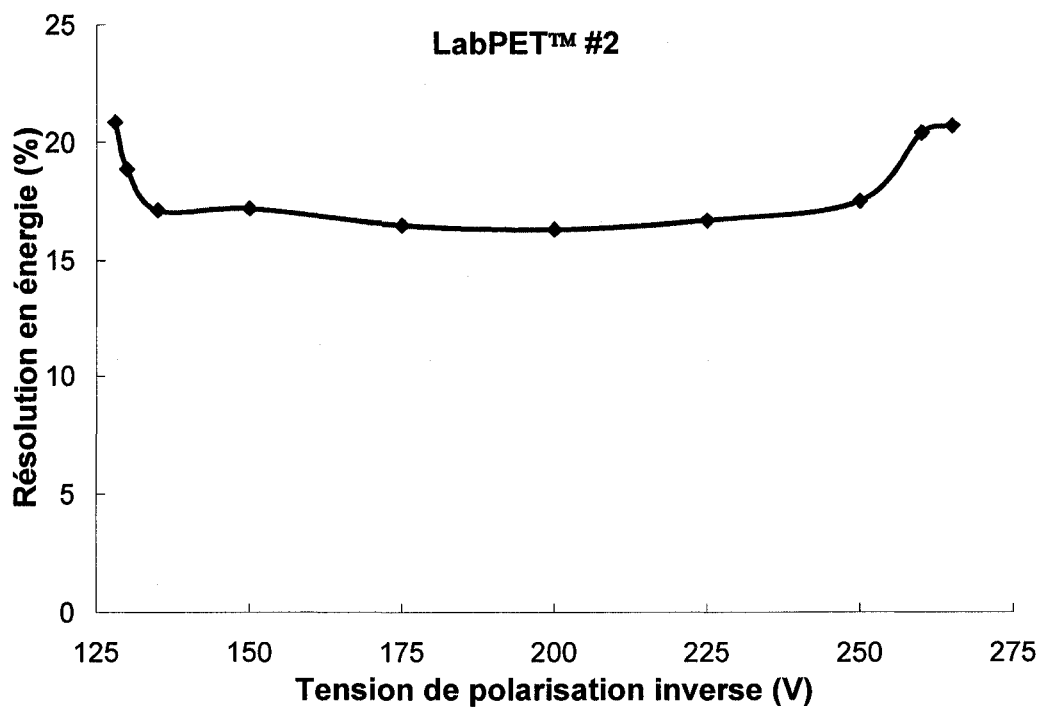


Figure 5-9 : Évaluation de la résolution en énergie de la photodiode LabPET™ #2 en fonction de la tension de polarisation inverse.

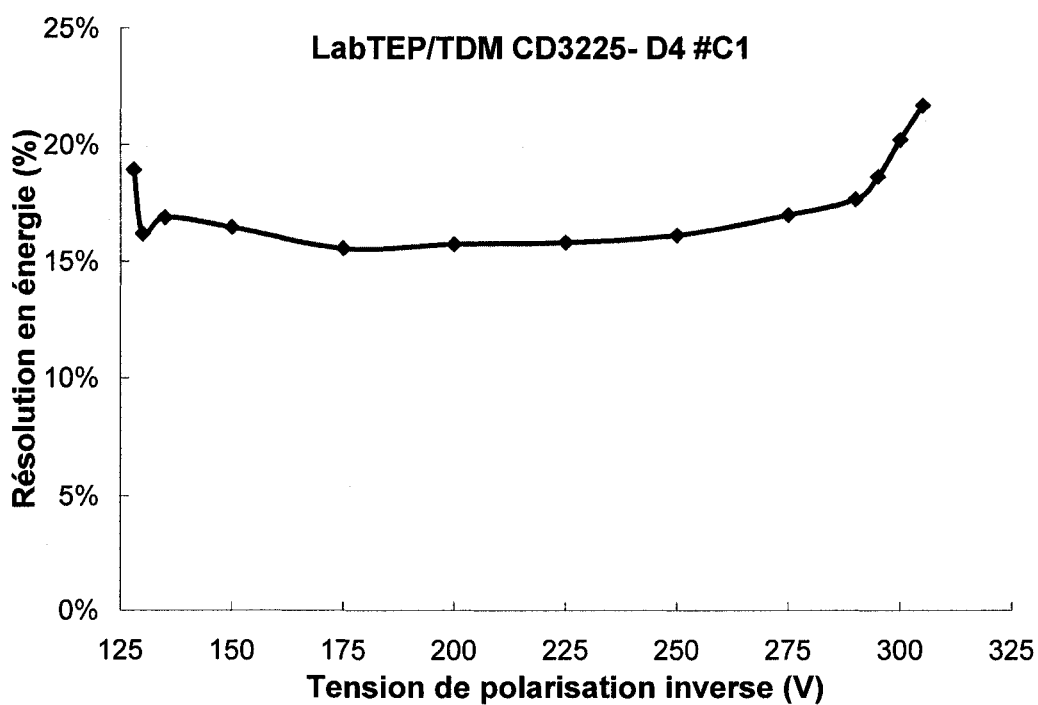


Figure 5-10 : Évaluation de la résolution en énergie de la photodiode LabTEP/TDM CD3225-D4 #C1 en fonction de la tension de polarisation inverse.

5.2.4 Évaluation du gain

Le gain des photodiodes avalanches est causé par le très fort champ électrique existant au sein de la région d'appauvrissement de part et d'autre de la jonction *pn*. Il peut atteindre 100 000 V/cm (RENKER, 2002). Sous la tension de claquage de la photodiode, le nombre de photoélectrons généré est proportionnel jusqu'à atteindre la valeur de charge d'espace. Le processus d'avalanche est alors linéaire. Au-delà de cette tension, la multiplication des charges s'emballe et n'est plus linéaire. La photodiode fonctionne alors en mode Geiger et fournit un gain très élevé ($M > 1000$). L'effet de charge d'espace et l'échauffement local sont les causes les plus probables de cet emballement (RENKER, 2004).

Lorsque la photodiode est utilisée très près de sa tension de claquage, on augmente sa sensibilité aux petites variations de tension et de température. Il est alors difficile d'obtenir un gain stable. Le facteur d'excès de bruit F (voir équation 5-3) augmente aussi avec le gain.

a) Matériel et méthodes

L'évaluation du gain des photodiodes avalanches se fait en deux temps. La mesure du rendement photonique d'un scintillateur en fonction de la tension de polarisation nous donne l'allure relative de la courbe de gain. Cependant, comme le nombre de photons émis par le scintillateur et mesuré par la photodiode n'est pas connu, on ne peut obtenir de valeur absolue. Cette valeur absolue peut être obtenue en irradiant directement la photodiode avec une source radioactive de très faible énergie comme le ^{55}Fe (5.9 keV). Ces photons seront complètement absorbés par la zone d'appauvrissement de la photodiode^{####} et ils convertiront leur énergie en

La portée des photoélectrons ayant une énergie de 5.9 keV est $\sim 1 \mu\text{m}$ dans le silicium. Il est

porteurs de charge par effet photoélectrique, porteurs qui seront ensuite multipliés dans la zone avalanche.

Un problème se pose, cependant. Même s'ils sont de faible énergie, les photons de 5.9 keV engendrent un nombre suffisant de porteurs de charge pour que même à gain relativement faible, on sature la capacité de la charge d'espace. En d'autres mots, on atteint la saturation de la zone avalanche^{ssssss}. Par contre, à basse tension, le rapport de proportionnalité demeure valide et la valeur du gain qu'on en tire est exacte. L'astuce est donc d'utiliser la valeur absolue du gain mesuré à l'aide de la source ⁵⁵Fe à basse tension de polarisation (~230 V pour les photodiodes PerkinElmer) et d'utiliser cette valeur pour renormaliser la courbe de rendement photonique mesurée avec l'assemblage cristal/photodiode.

Pour mesurer la valeur du gain absolu, on mesure la charge générée dans le silicium par une irradiation directe (source ⁵⁵Fe) de la photodiode alimentée à une faible tension de polarisation. Comme on connaît l'énergie des photons de la source ⁵⁵Fe (5.9 keV) et qu'on connaît l'énergie de conversion du silicium (3.62 eV/porteur), on peut calculer le nombre de porteurs initiaux créés dans la photodiode par un photon de 5.9 keV :

$$(5-13) \quad Ne^-_{\text{entrée}} = \frac{E_{\text{incidente}}}{3.62} \approx 1630.$$

Le nombre de porteurs à la sortie de la photodiode correspond au nombre mesuré à l'entrée multiplié par le gain :

$$(5-14) \quad Ne^-_{\text{sortie}} = \frac{E_{\text{incidente}} \times \text{Gain}}{3.62} \approx 1630 \times \text{Gain}$$

donc peu probable qu'ils quittent la photodiode sans qu'ils soient multipliés dans la zone avalanche.

^{ssssss} C'est-à-dire qu'il n'existe pas suffisamment de porteurs dans la zone d'appauvrissement pour que le processus d'avalanche soit proportionnel. Ceci se traduit par une sous-estimation du gain à plus haute tension.

On peut calculer la charge équivalente en sortie de la photodiode avalanche, Q_{sortie} , à partir de l'amplitude de l'impulsion de voltage en sortie du préamplificateur de charges, connaissant la capacité de rétroaction, C_r .

$$(5-15) \quad Q_{sortie[C]} = C_{r[F]} \cdot S_{irrad,directe[V]}$$

Le nombre de photoélectrons en sortie de la photodiode avalanche s'exprime comme :

$$(5-16) \quad Ne_{sortie}^- = \frac{Q_{sortie[C]}}{1.602E-19[C]}$$

où $1.602E-19$ C correspond à la charge d'un électron. On obtient la valeur du gain absolu en rapportant le nombre d'électron en sortie Ne_{sortie}^- (équation 5-16) sur le nombre d'électron à l'entrée $Ne_{entrée}^-$ (équation 5-13). La courbe de gain complète est obtenue en renormalisant la courbe de rendement photonique d'un scintillateur en fonction de la tension de polarisation inverse de la photodiode avec la valeur de gain absolu mesurée par irradiation directe de la photodiode.

b) Résultats et discussion

Le gain des photodiodes avalanches LabPET™ a été évalué pour quatre échantillons. Celui des photodiodes avalanches LabTEP/TDM a été mesuré pour 16 pixels d'une seule matrice 4x8. Les Figure 5-11 et Figure 5-12 présentent un exemple typique de la variation du gain en fonction de la tension de polarisation pour les photodiodes avalanches LabPET™ et LabTEP/TDM. Les photodiodes LabPET™ atteignent un gain ~350 à leur tension de claquage. Les photodiodes LabTEP/TDM obtiennent un gain beaucoup plus élevé de ~600 à leur tension de claquage.

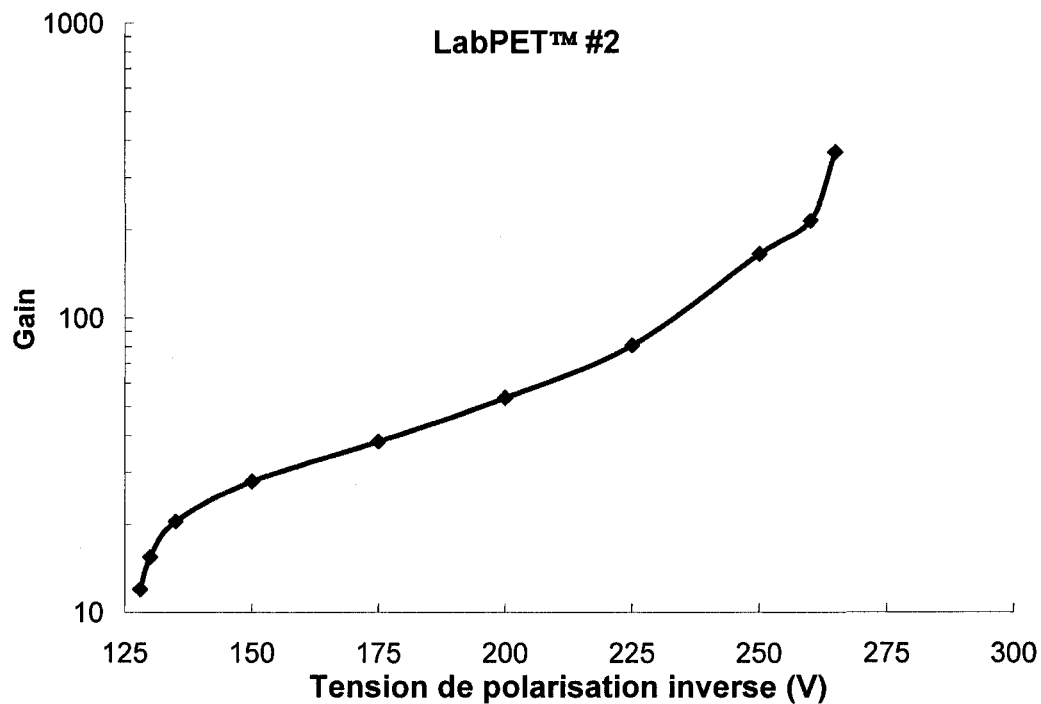


Figure 5-11 : Évaluation du gain de la photodiode avalanche LabPET™ #2 en fonction de la tension de polarisation.

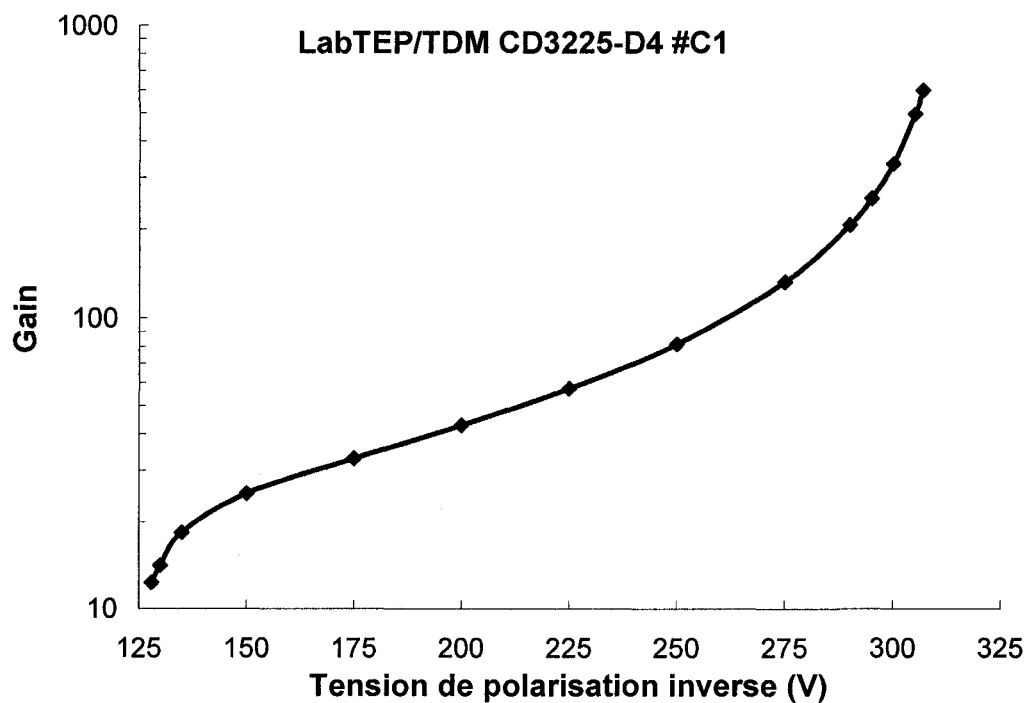


Figure 5-12 : Évaluation du gain de la photodiode avalanche LabTEP/TDM CD3225-D4 #C1 en fonction de la tension de polarisation.

5.2.5 Évaluation de la charge équivalente de bruit (ENC)

Le processus multiplicatif des photodiodes avalanches présente l'avantage de fournir un haut gain, comparativement aux photodiodes PIN qui n'en ont pas. En raison de ce gain, les photodiodes avalanches offrent un meilleur rapport signal/bruit. De plus, le taux d'ionisation des électrons est supérieur à celui des trous au sein de la zone d'appauvrissement, diminuant ainsi le facteur k (ratio du coefficient d'ionisation des trous sur celui des électrons) qui affecte directement le facteur de Fano (voir équation 5-3) (Farrel, 1994)(Farrel, 1997).

Le bruit électronique mesuré est issu de la génération spontanée de charges (porteurs thermiques) dans la photodiode avalanche et dans le reste de la chaîne électronique. Le bruit électronique, référencé à l'entrée du préamplificateur de charges, peut être décomposé en deux facteurs - celui provenant de la photodiode avalanche et celui provenant du préamplificateur de charges :

$$(5-17) \text{ ENC}_{\text{Total}}^2 = \text{ENC}_{\text{PDA}}^2 + \text{ENC}_{\text{Préampli}}^2 = 2qI_{DS} + M^2 F_M I_{DB} + 2qI_{FET} + e_n^2 C_T^2$$

où I_{DS} représente le courant de fuite de surface, I_{DB} représente le courant de bruit de jonction, M représente le gain, F_M représente le facteur statistique d'excès de bruit de multiplication, I_{FET} représente le courant de fuite du transistor d'entrée du préamplificateur de charges, e_n représente la densité spectrale de tension de bruit et C_T représente la capacité totale à l'entrée du préamplificateur de charges (y compris celle de la photodiode avalanche). Le bruit équivalent, référencé à l'entrée de la photodiode (c'est-à-dire avant multiplication dans la photodiode) peut donc être calculé comme:

$$\begin{aligned}
 (5-18) \quad ENC_{Total}^{Input-PDA} &= \frac{ENC_{Total}}{M} = \frac{1}{M} \sqrt{2qI_{DS} + M^2 F_M I_{DB} + 2qI_{FET} + e_n^2 C_T^2} \\
 &= \sqrt{F_M I_{DB} + \frac{2qI_{DS} + 2qI_{FET} + e_n^2 C_T^2}{M^2}}
 \end{aligned}$$

Ceci signifie que toutes les contributions de bruit, à l'exception du bruit de la jonction, sont effectivement réduites d'un facteur égal au gain interne de la photodiode, ce qui procure un avantage substantiel en terme de rapport signal à bruit aux photodiodes avalanches pour les applications dans les détecteurs de radiation.

a) Matériel et méthodes

Il nous est impossible de mesurer directement la valeur de ENC_{PDA} car la photodiode doit être branchée à un préamplificateur de charges si nous voulons être capable de mesurer son signal. Elle ne peut pas être isolée simplement. Cependant, en soustrayant de manière quadratique la valeur de $ENC_{Préampli}$ qui peut être évaluée directement de la valeur de ENC_{Total} , il nous est possible d'isoler mathématiquement la valeur de la charge équivalente de bruit de la photodiode avalanche (voir équation 5-17).

La valeur de ENC_{Total} est mesurée à partir de l'amplitude d'une impulsion test de valeur connue injectée en parallèle avec le signal de la photodiode avalanche à l'entrée du préamplificateur de charges. Cette valeur ENC_{Total} est mesurée sur toute la plage de polarisation active de la photodiode avalanche. La valeur de $ENC_{Préampli}$ peut être évaluée de la même façon en ayant cette fois remplacé la photodiode avalanche par une capacité de valeur équivalente. La charge équivalente de bruit de la photodiode avalanche, référencée à l'entrée de la PDA devient ainsi :

$$(5-19) \quad ENC_{PDA}^{Input-PDA} = \frac{1}{M} \sqrt{ENC_{Total}^2 - ENC_{Préampli}^2}$$

Quatre échantillons LabPET™ et 16 pixels provenant d'une seule matrice 4×8 LabTEP/TDM ont été évalués à partir de techniques de spectroscopie gamma standard. La résolution en énergie a été mesurée pour un cristal LYSO (6% Y) (2×2×10 mm³) enveloppé de plus de 6 couches de ruban de téflon et couplé au photodétecteur sans graisse optique. Le scintillateur a été irradié à l'aide d'une source de ²²Na (511 keV).

b) Résultats et discussion

La valeur de ENC_{PDA} en fonction de la tension de polarisation inverse a été mesurée pour les photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM. Elle est présentée aux Figure 5-13 et Figure 5-14 , respectivement, conjointement avec les valeurs ENC_{Total} et $ENC_{Préampli}$.

La charge équivalente de bruit optimale pour les photodiodes avalanches LabPET™ a été mesurée à un gain de ~40 et vaut ~5 ϵ_{rms} et demeure sous les 10 ϵ_{rms} jusqu'à un gain de ~200. La charge équivalente de bruit optimale des photodiodes LabTEP/TDM est obtenue sur une large plage à un gain bien supérieur (~100 à 500) et vaut environ ~4 ϵ_{rms} .

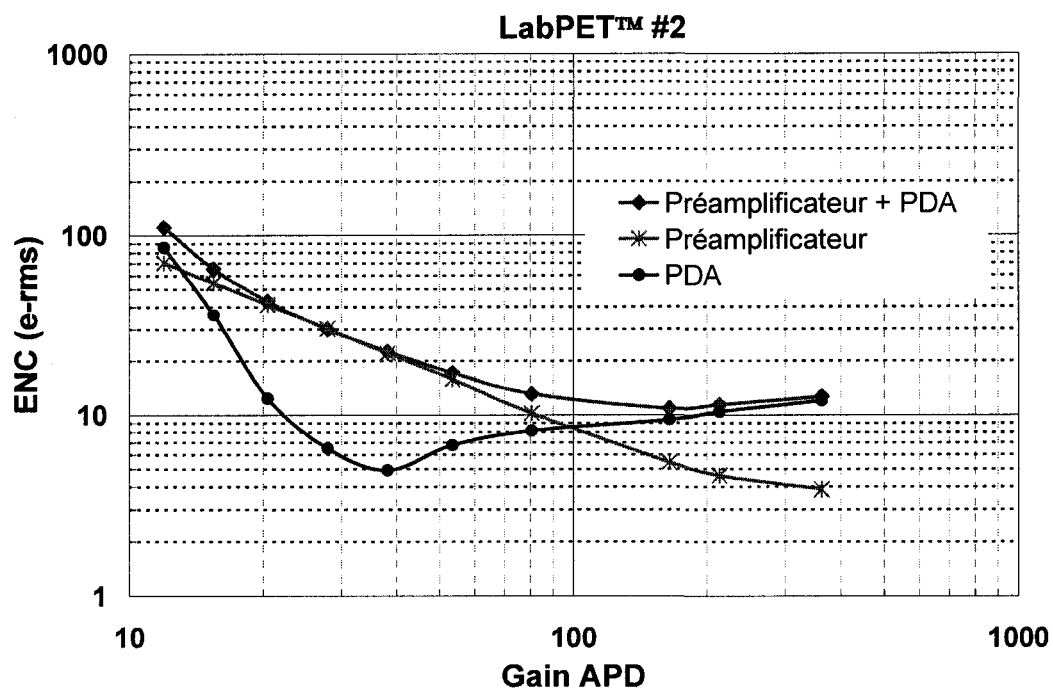


Figure 5-13 : Évaluation de la charge équivalente de bruit de la photodiode LabPET™ #2 en fonction de la tension de polarisation inverse.

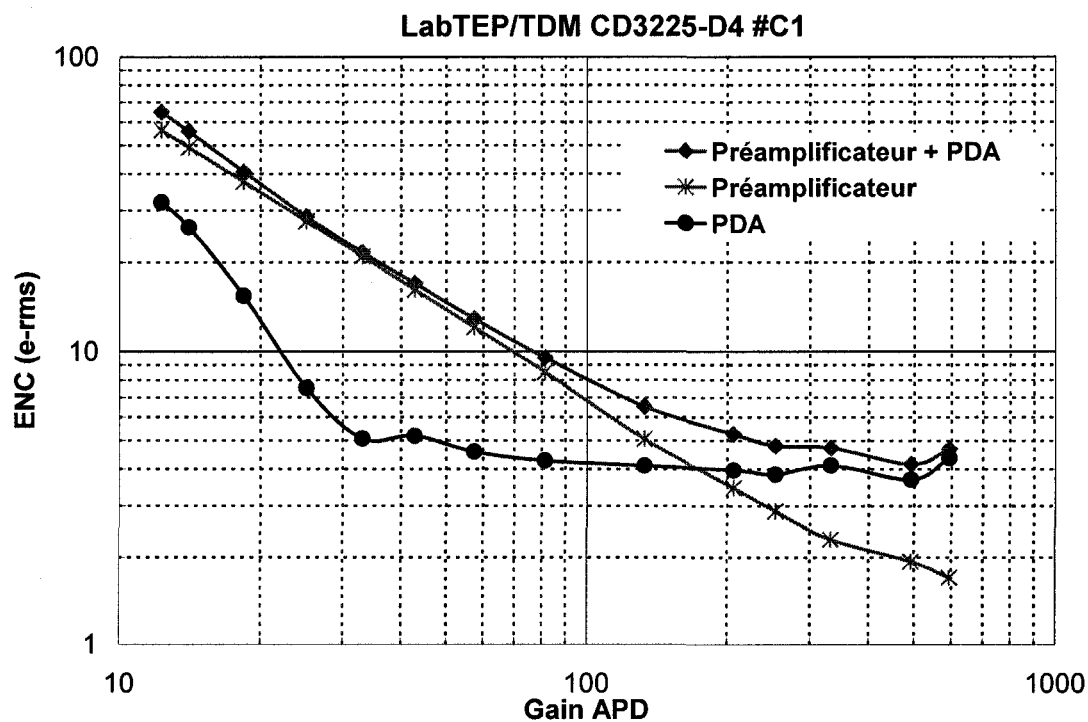


Figure 5-14 : Évaluation de la charge équivalente de bruit de la photodiode LabTEP/TDM CD3225-D4 #C1 en fonction de la tension de polarisation inverse.

5.3 Comparaison avec la photodiode K30-F10049 2×8 pixels de Hamamatsu

Les photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM offrent des performances très adéquates pour notre application d'imagerie TEP et TDM. Nous voulons les comparer ici avec celles de la photodiode Hamamatsu 2×8 pixels K30-F10049 qui est la photodiode choisie par plusieurs groupes pour différentes applications de tomographie d'émission par positrons (FREMOUT, 2000) (PICHLER, 1998). Cette photodiode a été étudiée dans notre laboratoire en 2002 et ses résultats sont rapportés ici.

La photodiode Hamamatsu 2×8 pixels K30-F10049 présente des pixels de $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$ espacés d'un espace mort de 0.8 mm. Le pas entre les pixels est de 2.3 mm représentant 43% d'espace inactif. Cette photodiode est recouverte d'une épaisse couche d'époxy dont l'épaisseur a été estimée à 500 μm et dont la présence pourrait favoriser sérieusement la diaphonie optique. Le Tableau 5-1 regroupe les résultats obtenus en 2002 avec cette photodiode et ceux obtenus avec les photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM.

Tableau 5-1 : Résumé des performances des photodiodes avalanches LabPET™ et LabTEP/TDM comparativement à celles de la photodiode Hamamatsu K30-F10049.

	LabPET™	LabTEP/TDM	K30-F10049
Dimension des pixels (mm^2)	1.8×4.4	1.2×1.2	1.5×1.5
Tension de claquage (V)	265	315	400
Courant d'obscurité au point d'inflexion (nA)	50 ± 5	132 ± 5 *	-----
Capacité de charge d'espace (pF)	8.6 ± 0.4	3.7 ± 0.2	12.6
Gain à la tension de claquage	350	600	~ 70
ENC (Gain = 70)	8	3.5	35
ENC (optimal)	5 (Gain = 40)	2.5 (Gain = 500)	~ 17 (Gain = 40)

* Correspond au bruit d'obscurité de l'ensemble de la matrice et non pas d'un seul pixel.

La photodiode Hamamatsu K30-F10049 possède des dimensions situées entre celles des photodiodes LabPET™ et LabTEP/TDM. Sa capacité de charge d'espace aurait dû suivre la même tangente, ce qui n'est visiblement pas le cas. Son gain est aussi beaucoup plus faible malgré une gamme dynamique s'étendant au-delà de 100 V au-dessus de celles des deux autres photodiodes. De plus, sa charge équivalente de bruit dépasse largement celles des photodiodes PerkinElmer Optoelectrics. Si on prend en compte son large espace mort interpixels en plus de l'épaisse couche d'époxy qui le recouvre, les performances de ce photodétecteur matriciel commercial sont très décevantes comparativement à celles obtenues avec les photodiodes produites spécifiquement pour l'application d'imagerie TEP/TDM.

Cette comparaison conforte le choix qui a été fait de développer un prototype de matrice de photodiodes avalanches adapté à notre scanner bimodal. Bien que le processus ait été plus long et plus dispendieux, nous obtenons une matrice de photodiodes à bas bruit, haut gain et fraction d'empaquetage très satisfaisante.

PERSPECTIVES

Les résultats préliminaires obtenus avec le prototype de photodiode avalanche fabriqué par la compagnie PerkinElmer Optoelectronics sont très prometteurs. Ces résultats démontrent que les matrices de photodiode avalanche se comportent avantageusement comparativement à leur équivalent commercial fabriqué par la compagnie Hamamatsu. Plusieurs solutions ont été envisagées afin de concevoir l'assemblage final du détecteur LabTEP/TDM. Nous avons retenu la solution illustrée précédemment à la Figure 2-5. La matrice est fabriquée à partir de cristaux LYSO (5%Y) dont les pixels épousent une forme asymétrique : la face couplée à la photodiode avalanche mesure $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ alors que la face d'entrée du pixel mesure $1.357 \times 1.357 \text{ mm}^2$. Il en résulte une forme pyramidale permettant d'augmenter la sensibilité du scanner en ne laissant pas d'espace mort à l'avant tout en dégagant suffisamment l'arrière du détecteur pour que les photodiodes avalanches soient isolées électriquement. La matrice cristalline est recouverte et chacun de ses éléments est isolé à l'aide du réflecteur spéculaire 3M VM2000 Radiant Light Film. La Figure 6-1 présente une image du prototype LabTEP/TDM.

Le couplage entre la matrice cristalline et la matrice de photodiodes avalanches est réalisé par l'aposition de colle époxy et d'un joint de silicone qui assurent l'herméticité et l'intégrité mécanique de l'assemblage. Nous prévoyons accoler une feuille de papier aluminium à l'extérieur de la matrice cristalline afin de protéger le réflecteur tout en le rendant totalement opaque à la lumière ambiante. L'aluminium a l'avantage d'être très perméable aux rayons X donc idéal pour les applications tomographes, ce qui n'est pas le cas de matériaux plus lourds comme le Kovar utilisé dans le module LabPET™ pour les applications de tomographie d'émission par positrons.

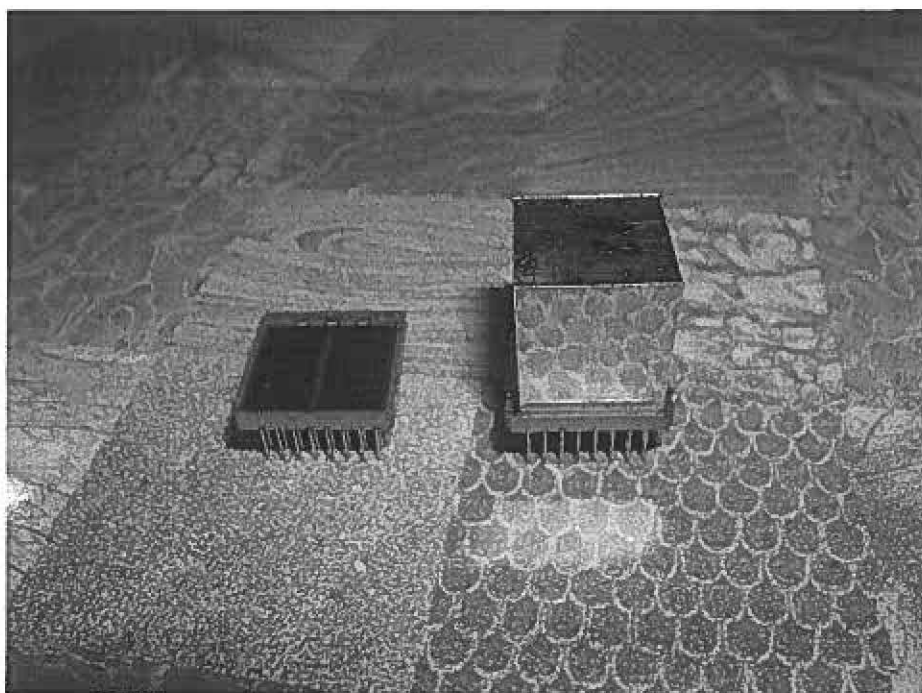


Figure 6-1 : Prototype LabTEP/TDM : la matrice de photodiode (à gauche) et la matrice de cristaux scintillateurs emballés avec le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film (à droite).

La Figure 6-2 et la Figure 6-3 présentent les tous premiers spectres en énergie obtenus avec le détecteur LabTEP/TDM à une énergie de 511 keV (^{68}Ge). La résolution en énergie moyenne mesurée en mode TEP avec cette matrice cristalline à base de LYSO (5%Y) est de $24 \pm 3 \%$ ce qui, compte tenu de la géométrie du détecteur et des performances de la photodiode avalanche, est tout à fait encourageant. Et ce, d'autant plus qu'il s'agit de résultats préliminaires où les conditions d'opération du détecteur n'ont pas été optimisées.

La Figure 6-4 présente un exemple typique des spectres en énergie pouvant être acquis en mode TDM à 59.9 keV (^{241}Am). Comme l'opération du détecteur n'a pas encore été optimisée, seul quelques spectres en énergie ont été obtenus à basse énergie. Cependant, le rapport signal à bruit observé sur ces spectres est très encourageant en ce qui a trait aux applications tomodensitométriques de ce détecteur.

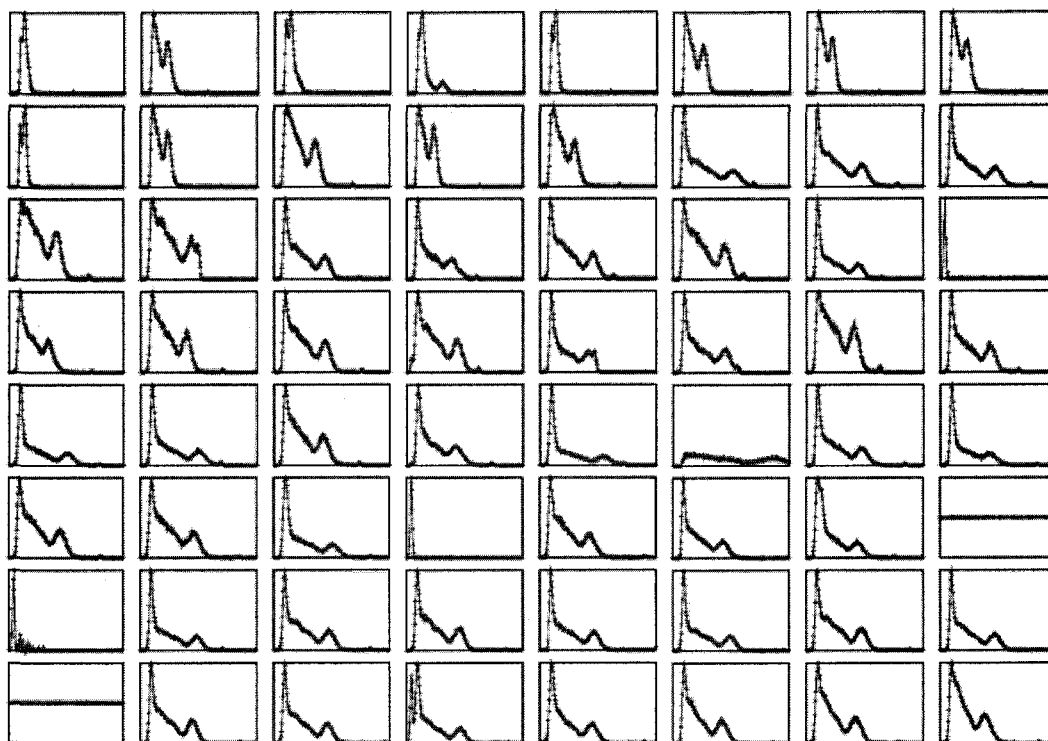


Figure 6-2 : Spectre en énergie mesuré à 511 keV (^{68}Ge) pour le bloc LabTEP/TDM #1.

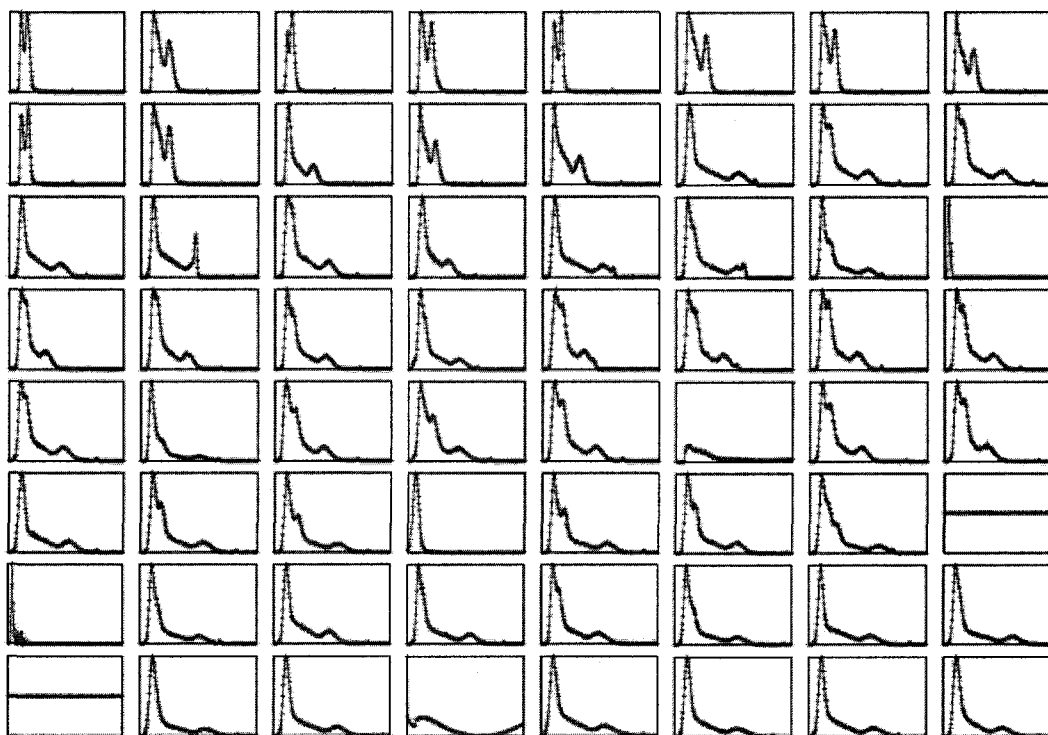


Figure 6-3 : Spectre en énergie mesuré à 511 keV (^{68}Ge) pour le bloc LabTEP/TDM #2.

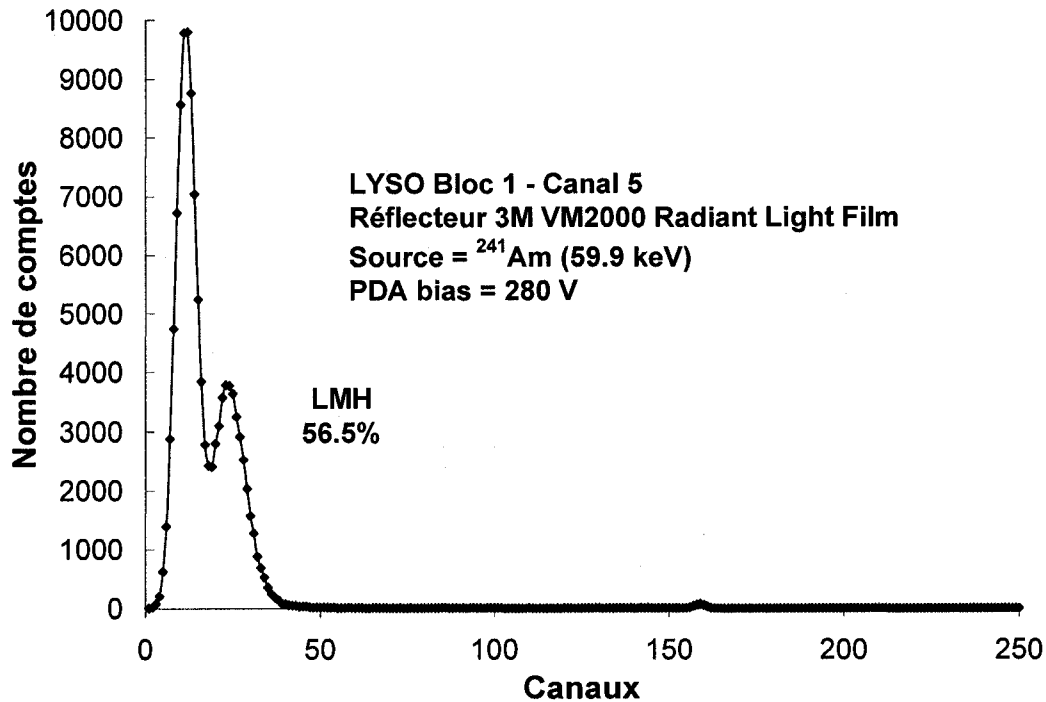


Figure 6-4 : Exemple typique d'un spectre en énergie mesuré à 59.9 keV (^{241}Am) pour le bloc LabTEP/TDM #1.

Une attention particulière devra être apportée à l'étude approfondie du comportement de ces prototypes en mode TDM. Ils seront installés sur le simulateur TEP/TDM du laboratoire LabTEP afin de mesurer leur réponse en mode TEP et en mode TDM en plus d'obtenir des images. Afin de caractériser leur résolution spatiale de même que les caractéristiques de bruit dans leurs images, nous suggérons fortement d'employer la méthode mise au point par M. M.S. Passmore et ses collègues (PASSMORE, 2001). Cette méthode permet de mesurer de manière aisée et élégante la réponse linéaire (*Line Spread Function* - *LFS*) et la fonction de transfert modulée (*Modulated Transfer Function* - *MTF*) d'un détecteur.

Les premiers prototypes produits par la compagnie PerkinElmer Optoelectronics ont été très dispendieux à produire et il nous est difficile d'évaluer pour le moment le coût de revient de ce détecteur en production de masse. Cependant, en raison de son caractère modulaire très compact, le détecteur LabTEP/TDM est très polyvalent et est

destiné à un brillant avenir. Son utilisation ne se limiterait pas aux applications d'imagerie TEP/TDM. Il pourrait facilement être intégré à un appareil d'imagerie mammographique ou encore à un scanner dédié à l'étude du cerveau (humain ou primate). Ce détecteur pourrait aussi participer au populaire développement de l'imagerie TEP/IRM si une version non-magnétique était développée. De plus, sa robustesse pourrait permettre son utilisation dans des conditions plus rudes telles que la physique des hautes énergies, l'exploration spatiale et la sécurité intérieure (*homeland security*).

CONCLUSION

Le scanner LabTEP/TDM est un scanner bimodal alliant l'imagerie moléculaire offerte par la tomographie d'émission par positrons et l'imagerie anatomique fournie par la tomodensitométrie. Le scanner proposé par le laboratoire LabTEP de l'Université de Sherbrooke, bien qu'ayant une résolution spatiale limitée en TDM (~ 500 μm), présente un support anatomique suffisant pour réaliser des études fonctionnelles TEP de haute qualité tout en imposant des doses faibles à l'animal (~1 mGy).

Le but de cette thèse de doctorat était de développer et d'évaluer un détecteur multi-cristal à base de photodiodes avalanches destiné à un scanner bimodal TEP/TDM. Ce détecteur à scintillation devait être en mesure de capter efficacement les photons résultant de l'annihilation des positrons impliqués en imagerie TEP (511 keV) de même que les rayons X de plus faible énergie employés en imagerie TDM (30 - 120 keV). Afin d'offrir une bonne efficacité de détection, le détecteur se devait d'être compact en présentant une haute fraction d'empaquetage et une haute fraction de couplage, afin de maintenir une collecte de lumière optimale. Le choix du photodétecteur s'est porté vers les matrices de photodiodes avalanches fabriquées par la compagnie PerkinElmer Optoelectrics (Vaudreuil-Dorion, Québec, Canada) à la fois pour leurs grandes qualités, mais aussi pour maintenir et rehausser notre expertise dans le domaine et, ce qui n'est pas négligeable, faire fructifier la longue collaboration que le laboratoire LabTEP entretient avec cette compagnie depuis près de 25 ans.

Au cours de cette thèse de doctorat, nous avons démontré plusieurs points. Tout d'abord, nous avons déterminé que le scintillateur LYSO (5%Y) est le cristal idéal pour notre application. Son rendement photonique, sa résolution temporelle de même que sa résolution en énergie et l'aisance avec laquelle il est possible de le tailler et de

le polir en font un candidat de choix. De plus, contrairement au LSO, aucune contrainte de propriété intellectuelle ne vient entraver son emploi dans un appareil d'imagerie médicale commercial.

Nous avons démontré que les scintillateurs LYSO pouvaient être assemblés en matrice où le réflecteur 3M VM2000 Radiant Light Film maximisait la collecte de lumière lorsque les cristaux étaient collés avec de la colle époxy suite à leur polissage mécanique. Ces matrices ont présenté un comportement adéquat à 60 keV tout comme à 511 keV, confirmant leur aptitude à performer à la fois en mode TEP et en mode TDM. La non totale opacité du réflecteur 3M VM2000 présente cependant certains désavantages en raison de la diaphonie optique qu'elle entraîne. Certaines solutions pratiques mais non totalement satisfaisantes ont été proposées pour éliminer cet inconvénient.

Les résultats préliminaires obtenus avec ces détecteurs multi-cristaux à base de photodiodes avalanches pour scanner bimodal TEP/TDM sont fort encourageants et laissent présager des performances tout à fait adaptées à leur utilisation dans des applications d'imagerie moléculaire.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier Pr Roger Lecomte pour m'avoir accueillie dans son laboratoire, pour son support et sa disponibilité tout au long de mes études universitaires. Merci d'avoir cru en moi. Je voudrais aussi remercier M. Henri Dautet et M. Murray Davies de PerkinElmer Optoélectronics pour m'avoir gracieusement approvisionnée en photodiodes et pour leur précieuse collaboration au développement du détecteur LabTEP/TDM.

Merci à M. Toshinori Takeyama d'Hitachi Chemicals pour m'avoir fourni les échantillons de LGSO. Un merci spécial à M. Phillips Parkhurst de Proteus, Inc. pour son goût de l'innovation et pour avoir fourni certaines des matrices cristallines. Je tiens à remercier M. Charles L. Melcher, M. Bruce Chai, M. Jean-Luc Lefaucheur et M. Paul Lecoq pour m'avoir fourni gracieusement différents échantillons de cristaux.

Je tiens à remercier sincèrement M. Philippe Bérard pour son appui et pour les discussions enrichissantes sur la tomodensitométrie. Je veux aussi remercier M. Christian Thibaudeau pour les discussions stimulantes sur la collecte de lumière et son sens de l'humour singulier. Je remercie toute l'équipe du GRAMS sous la direction du Pr Réjean Fontaine (en particulier M. Joël Riendeau, M. Marc-André Tétrault, M. Nicolas Viscogliosi et M. Jean-Daniel Leroux) pour son soutien en électronique numérique. Un merci particulier à M. Jules Cadorette pour ses solutions miracles et sa bonne humeur. Toute l'équipe de Gamma Medica Canada (en particulier M. David Lapointe et M. Stéphane Fournier) pour m'avoir donné la chance de participer à l'élaboration du détecteur LabPET™. Tous les stagiaires qui ont travaillé sous ma supervision, mais en particulier Mme Christine St-Pierre et Mme Mélanie Bergeron, pour leur travail minutieux. Je voudrais particulièrement remercier Mme Laurence Convert

et Mme Svetlana Selivanova pour leur amitié. De plus, je voudrais souligner l'apport important et stimulant de toute l'équipe LabTEP au bon déroulement de mon diplôme de doctorat.

Je souhaite remercier du fond du cœur mon mari, M. Martin D. Lepage, pour son amour, son soutien indéfectible et son sens de l'humour sans lequel la réalisation de cette thèse aurait été impossible. Je remercie aussi mes parents, Mme Louise Picard Pepin et M. Gilles Pepin, pour m'avoir donné l'immense chance de poursuivre mes études. Ils ont toujours été présents et attentifs. Ils ont toujours su dire ce qu'il fallait pour que je persévère. Merci aussi à Mme Marie Picard pour son soutien constant et son aide précieuse à la révision de cette thèse. Merci aussi à ma grand-maman, Mme Cécile Deschamps Picard, qui fut et est toujours un modèle de patience et de courage. Je voudrais remercier mon frère Louis-Philippe et ma sœur Émilie pour m'avoir encouragée et soutenue tout au long de mes études. Je voudrais aussi remercier mes beaux-parents, Mme Michèle Labonté Lepage et M. Yves Lepage, pour leurs encouragements, leur présence et leur expertise en informatique. Finalement, je remercie tous les membres de ma famille pour leur sentiment de curiosité et les échanges relevés à l'égard de mes recherches.

Je voudrais remercier Mme Denise Verret, M. Normand Bibeau, M. Bernard Marcheterre, M. Ronald Redmond et M. Serge Jandl qui, tôt dans mon parcours scolaire, m'ont soutenue lors de mes poussées scientifiques et m'ont fait développer davantage l'amour de la physique. Merci d'avoir encouragé ma passion embryonnaire plutôt que de l'avoir tuée dans l'œufs.

Ce long parcours n'aurait jamais abouti sans appliquer ce que mes parents m'ont toujours répété: TRAVAIL, PATIENCE et PERSÉVÉRANCE. Il a fallu une bonne dose de chacun pour arriver où j'en suis aujourd'hui. Merci!

BIBLIOGRAPHIE

- (3M PRODUCT INFORMATION DATA SHEET, 2001) 3M PRODUCT INFORMATION DATA SHEET, 3M Radiant Mirror Film VM2000, www.3M.com/lightmanagement, 2001.
- (AKATSU, 2004) AKATSU *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.528, p.763, 2004.
- (AKIYAMA, 1993) S. Akiyama, H. Ishibashi, T. Utsu et C. L. Melcher, *Brevet É.-U.* No.5 264 154, 1993
- (ALBRICHT, 2000) E. Albricht *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.442, p.164, 2000.
- (ALONSO, 1992) M. Alonso et E. J. Finn, Physique générale, tome 2, InterÉditions, Paris, 1992.
- (ANASHIN, 2003) V. V. Anashin *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.504, p.276, 2003.
- (ANFINOV, 2007) N. Anfinov *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.572, pp.413-415, 2007.
- (BARNYAKOV, 1998) A. Yu. Barnyakov, *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.419 p.584, 1998
- (BARNYAKOV, 2006) A. Yu. Barnyakov, *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.567 p.17, 2006.
- (BARNYAKOV, 2007) A. Yu. Barnyakov, *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.572 p.404, 2007.
- (BÉRARD, 2005) P. Bérard *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, no. 3, part 1, pp. 634-637, juin 2005.
- (BÉRARD, 2007) P. Bérard *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.571, pp.114-117, 2007.
- (BEYER, 2001) T. Beyer *et al.*, *Electromedica*, vol.69, #2, pp.120-126, 2001.
- (BHATTACHARJEE, 2001) D. Bhattacharjee et A. Ito, *Prog. Neurobiol.*, vol.15, pp.87-92, 2001.
- (BINDI, 2007) V. Bindi *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.572, pp.662-667, 2007.
- (BINKLEY, 2000) D. M. Binkley *et al.* *Trans. Nucl. Sci.*, vol.47, no3 p.810, 2000.
- (BLASBERG, 2002) R. Blasberg, *J. Cereb. Blood Flow Metab.*, vol.22, pp.1157-1164, 2002.

- (BLUM, 1995) J. D. Blum, *Global earth physics a handbook of physical constants*, vol.1, Thomas J. Ahrens Éditeur, p.271, 1995.
- (BOLLINGER, 1961) L. M. Bollinger et G. E. Thomas. *Rev. Sci. Instrum.*, vol.32, p.1044, 1961.
- (BREVET LYSO, 2001) *Brevet É.-U.*, No. 6 323 489 B1, 2001 (déposé en 1999).
- (BREVET MLS, 2001) *Brevet É.-U.*, No. 6,278,832, 2001
- (BRIZYKAEV, 1998) Brizykaev *et al.*. *J. Non-Cryst. Solids*, vol.225, p.381, 1998.
- (BROWNELL, 1998) A.-L. Brownell *et al*, *Ann. Neurol.*, vol.43, pp.387-390, 1998.
- (CARRIER, 1988) C. Carrier. Étude de la collecte de lumière dans les cristaux à scintillation utilisés en tomographie d'émission par positrons à haute résolution, *Mémoire de maîtrise*, Faculté de médecine, Université de Sherbrooke, 1988.
- (CARRIER, 1990) C. Carrier et R. Lecomte, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, vol. 292, pp. 685-692, 1990.
- (CARRIER, 1990a) C. Carrier et R. Lecomte, R., *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, vol.294, pp. 355-364, 1990.
- (CHAI, 2000) B. H. T. Chai et Y. Ji. *Brevet É.-U.* No. 6 624 420, 2000.
- (CHATZIOANNOU, 2005) A. F. Chatziioannou, *Proceedings of the American Thoracic Society*, vol.2, pp.533-536, 2005.
- (CHERRY, 2004) S. R. Cherry, *Phys. Med. Biol.*, vol.49, pp.R13-R48, 2004.
- (CHERRY, 2006) S. R. Cherry, *Annu. Rev. Eng.*, vol.8, pp.35-62, 2006.
- (COOKE, 2000) D. W. Cooke *et al*, *J. Appl. Phys.*, vol.88, no.12, pp.7360-7362, 2000.
- (DAVARSI, 1998) A. Davarsi, *Nat. Genet.*, vol.18, pp.19-24, 1998.
- (DELPIERRE, 2005) P. Delpierre *et al.*, *IEEE NSS-MIC Conference Record*, 2005.
- (DERENZO, 1979) S. Derenzo. *Positrons annihilation*, ed. R. R. Hasiguti et K. Fujiwara (Sendai. Japon : The Japan institute of metals), pp.819-823, 1979.
- (DERENZO, 1993) S. Derenzo et W. W. Moses. *Quantification of Brain Function, Tracer Kinetics & Image Analysis in Brain PET*, ed. Uemura *et al*, Elsevier, pp. 25-40, 1993.

- (DORENBOS, 1994) Durenbos *et al.*, *Trans. Nucl. Sci.*, vol.41, p.735, 1994.
- (DORENBOS, 1995) Durenbos *et al.*, *Trans. Nucl. Sci.*, vol.42 p.2190, 1995.
- (EG&G Optoelectronics, 1999). EG&G Optoelectronics. Avalanche photodiodes: a users guide, p.1-7, 1999-2003
(http://optoelectronics.perkinelmer.com/content/ApplicationNotes/APP_APDUsersGuide.pdf)
- (EIJK, 2003) C. W. E. van Eijk, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol. 509, no. 1-3, pp. 17-25, 2003.
- (EUBANK, 1998) Eubank, W. B., *et al.*, *American journal of radiology*, vol.171, pp.1103-1110, 1998.
- (FARREL, 1994) R. Farrel *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.353, p.85, 1994.
- (FARREL, 1997) R. Farrel *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.387, pp.194-198, 1997.
- (FEINENDEGEN, 2001) L. E. Feinendegen *et al.*, *J. Nucl. Med.*, vol.42, pp.17N-27N, 2001.
- (FONTAINE, 2004) R. Fontaine *et al.*, *2004 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Conference Record, Rome 2004.
- (FORD, 2003) N. L. Ford *et al.*, *Med. Phys.*, vol.30, #11, pp.2869-77, 2003.
- (FREMOUT, 2000) A. Fremout *et al.*, *2000 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Conference Record, vol.3, 2000.
- (FRICKER, 1997) R. A. Fricker *et al.*, *Neurosci*, vol.79, pp.711-721, 1997.
- (GAMBHIR, 2002) S. S. Gambhir, *Nat. Rev. Cancer*, vol.2, pp.683-693, 2002.
- (GASANOV, 1989) A. Gasanov *et al.*, *Brevet russe no.1702831*, 11 octobre 1989.
- (GILLIS, 2002) R. J. Gillis, *J. Cell Biochem.*, vol.87, pp.231-238, 2002.
- (GLENFIELD PARTNERS, 2007) Documentation promotionnelle de Glenfield Partners, Ltd., <http://www.glenfieldpartners.com>, 2007.

- (GOERTZEN, 2002) A. L. Goertzen *et al.*, *Phys. Med. Biol.*, vol.47, pp.4315-4328, 2002
- (GRAMEGNA, 1995) G. Gramegna *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.42, no.5, p.1497, 1995.
- (HAMMER, 1994) B. E. Hammer *et al.*, *Med. Phys.*, vol.21, pp.1917-1920, 1994.
- (HANAHAN, 2000) D. Hanahan et R. A. Weinberg, *Cell*, vol.100, pp.57-70, 2000.
- (HASEGAWA, 2002) B. H. Hasegawa *et al.*, *Acad. Radiol.*, vol.9, pp.1305-1321, 2002.
- (HAUGER, 1994) J. A. Hauger *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.337, p.362, 1994.
- (HERBERT, 2007) D. J. Herbert *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.573, pp.84-87, 2007.
- (HUBBELING, 1991) L. Hubbeling *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.310, p.197, 1991.
- (HUBER, 1999) J. S. Huber *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.437, pp.374-380, 1999.
- (HUBER, 2001) J. S. Huber. *et al.*, *Trans. Nucl. Sci.*, vol.48(3), pp. 684-688), 2001.
- (HUMES, 1996) S. P. Humes *et al.*, *J. Neurosci. Meth.*, vol.67, pp.103-112, 1996.
- (HUMES, 1997) S. P. Humes *et al.*, *J. Neurosci. Meth.*, vol.76, pp.45-51, 1997.
- (HUMES, 1998) S. P. Hume *et al.*, *Eur. J. Nucl. Med.*, vol. 25, pp. 173-176, 1998.
- (HUPKE, 1999) R. Hupke et C. Doubrava, *Phys. Med.*, vol.XV, no.4, p.315, 1999.
- (IWATA, 2000) K. Iwata *et al.*, *2000 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Conference Record, Lyon (France), 2000.
- (JACOBS, 2001) A. Jacobs *et al.*, *Lancet*, vol.358, pp.727-729, 2001.
- (JEAVONS, 1999) A. P. Jeavons *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.46, 468-473, 1999.

- (KANEKAL, 1995) S. Kanekal *et al.*, *J. Pharmacol. Toxicol. Methods*, vol.33, pp.171-178, 1995.
- (KASTIS, 2002) G. A. Kastis *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.49, pp.172-175, 2002.
- (KINAHAN, 1998) P. E. Kinahan *et al.*, *Med. Phys.*, vol.25, #10, pp.2046-2053, 1998.
- (KIMBLE, 2002) T. Kimble, *et al.*, *2002 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Conference Record, vol.3, San Diego, 10-16 Novembre 2002, pp.1434-1437.
- (KNOLL, 1988) KNOLL, G. F. *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 35(1), pp. 872-875, 1988
- (KNOLL, 1989) G. F. Knoll. Radiation detection and measurements, John Wiley & Sons, 3^{ème} édition, 1989.
- (KNOLL, 2000) G. F. Knoll. Radiation detection and measurements, John Wiley & Sons, 3^{ème} édition, 2000.
- (KROEGER, 1997) R. A. Kroeger *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.44, no.3, p.881, 1997.
- (KURASHIGE, 1998) K. Kurashige *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.45, no.3, pp.522-524, 1998.
- (KURATA, 2006) Y. Kurata *et al.*, *2006 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*, 29 octobre - 4 novembre, San Diego (CA, É.-U.), IEEE Catalog No.06CH37832C, 2006
- (LECOMTE, 1989) R. Lecomte *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.278, pp.585-597, 1989.
- (LECOMTE, 1998) R. Lecomte *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 45, pp. 478-482, 1998.
- (LECOMTE, 1999) R. Lecomte *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, vo.423, pp. 92-102, 1999.
- (LECOMTE, 2002) R. Lecomte. Notes du cours Instrumentation en science des radiations, 2002.
- (LECOMTE, 2004) R. Lecomte *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.527, no.1-2, pp.157-165, 2004.

- (LEMPICKI, 1995) A. Lempicki *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.42, no4, pp.280-284, 1995.
- (LEMPICKI, 1996) A. Lempicki *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.43, no. 3, pp. 1316-1320, 1996.
- (LEMPICKI, 1998) A. Lempicki et J. Glodo, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, Vol. 416, No. 2-3, pp. 333-344, 1998.
- (LEROUX, 2003) J.-D.Leroux *et al.*, *IEEE 2003 NSS/MIC Conf. Rec.*, Portland (Orégon,   .-U.) p.1723, CD-ROM : J1-3, 2003.
- (LEROUX, 2004) J.-D. Leroux *et al.*, *IEEE 2004 NSS/MIC Conf. Rec.*, Rome (Italie) CD-ROM :JNM2-7, 2004.
- (LEVIN, 1999) C. S. Levin et E. J. Hoffman, *Phys. Med. Biol.*, vol.44, pp.781-799, 1999.
- (LORENZ, 2007) E. Lorenz *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.572, pp.259-261, 2007.
- (LOUTTS, 1997) G. B. Loutts *et al.*, *J. Crystal Growth*, vol.174, pp.331-336, 1997.
- (MacDONALD, 1998) L. R. MacDonald, *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 45, no.4, pt. 2, pp. 2144-2148, 1998.
- (MALAKOFF, 2005) D. Malakoff, *Science*, vol.288, no.5464, pp.248-253, 2000.
- (MASSOUD, 2003) T. F. Massoud et S. S. Gambhir, *Genes & Development*, vol.17, pp.545-580, 2003.
- (MAYERS, 2001) R. Mayers, *Nucl. Med. Biol.*, vol.28, pp.585-593, 2001.
- (McELROY, 2002) D. P. McElroy *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.49, pp.2139-2147, 2002.
- (McGREGOR, 1997) D. S. McGregor et H. Hermon. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.395, p.101, 1997.
- (McINTYRE, 1966) R. J. McIntyre, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.13, pp.164-168, 1966.
- (McINTYRE, 1972) R. J. McIntyre, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.19, p.705, 1972.
- (McINTYRE, 1996) R. J. McIntyre *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.43, p.1341, 1996.

- (MELCHER, 1992) C. L. Melcher et J. S. Schweitzer, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.39, no.4, pp.502-505, 1992.
- (MICHAUD, 2004) J.-B. Michaud *et al*, *IEEE 2004 NSS/MIC Conf. Rec.*, Rome (Italie), 2004.
- (MILLMAN, 1988) J. Millman et A. Grabel. Micro-electronique, McGraw-Hill, Toronto, p.21-80, 1988.
- (MIYAOKA, 1997) R. S. Miyaoka *et al.*, *IEEE Nucl. Sci. Symposium* , part 2, nov. 9-15, 1997, Albuquerque, pp. 939-943.
- (MOSES, 1995) W. W. Moses *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.42, no4, p.275-279, 1995.
- (MOSZYŃSKI, 2003) M. Moszyński *et al.*. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.497, p.226-233, 2003
- (MURAYAMA, 2000) H. Murayama *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, no. 3, pt. 3, pp. 1045-1050, 2000.
- (MYERS, 2001) R. Myers, *Nucl. Med. Biol.*, vol.28, pp.585-593, 2001.
- (Naud, 1996) J.D. Naud *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.43, no.3-2, pp. 1324-1328, 1996.
- (NINKOVIĆ, 2007) J. Ninković *et al.*,. *Nucl. Instrum. Meth. Phys.A*, vol.572, pp.454-455, 2007.
- (PASSMORE, 2001) M. S. Passmore *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.466, pp.202-208, 2001.
- (PAULUS, 2000) M. J. PAULUS *et al.*, *Neoplasia*, vol.2, pp.62-70, 2000.
- (PAULUS, 2000a) M. J. PAULUS *et al*, *Optical Diagnostics of Living Cells III*, San José, Californie, SPIE, pp.270-279, 2000.
- (PEPIN, 2001) C. M. Pepin *et al.*, *2001 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, N8-2, IEEE Catalog No. 02CH37310C, vol. 1, pp. 124-128, 2001.
- (PEPIN, 2001a) C. M. Pepin *et al.*, *2001 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, IEEE Catalog 01CH37310C, vol. 2, pp. 879-883, 2001 (CD: N22-91)
- (PEPIN, 2002) C. M. Pepin. Évaluation de détecteurs multi-cristaux pour la tomographie d'émission par positrons (TEP) à haute résolution spatiale, *Mémoire de maîtrise présenté à la Faculté de médecine de l'Université de Sherbrooke*, 2002.
- (PEPIN, 2004) C. M. Pepin *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.51, 2004.

- (PEPIN, 2006) C. M. Pepin *et al.*, *SPIE Medical Imaging Conference Conf. Rec.*, vol.3, 2006.
- (PEPIN, 2006a) C. M. Pepin *et al.*, *IEEE 2006 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, San Diego, 29 octobre - 4 novembre, 2006.
- (PETRILLO, 1984) Petrillo *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.31, p.417, 1984.
- (PHELPS, 2000) M. E. Phelps, *J. Nucl. Med.*, vol.41, pp.661-681, 2000.
- (Photonics Material, 2000) Fiche signalitique du produit, Photonic Materials, Inc. Écosse, R.-U., www.photonicmaterials.com, 2000
- (PICHLER, 1997) B. Pichler *et al.*, *IEEE Med. Imaging Conf. Rec.*, vol.2, pp.1237-1239, 1997.
- (PICHLER, 1998) B. Pichler, *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.45, no.3, pp.1298 - 1302, 1998.
- (PIDOL, 2003) L. Pidol *et al.*, *J. Phys. Condens. Matter*, vol.15, pp.2091-2102, 2003.
- (PIDOL, 2004) L. Pidol. Scintillateurs denses et rapides pour la detection de rayons gamma - Monocristaux à base de silicates de lutécium dopés au Ce³⁺, *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI: Paris, 2004.
- (PIETRZYK, 1994) U. Pietrzyk *et al.*, *J. Nucl. Med.*, vol.35, pp.2011-2018, 1994.
- (PYALA, 2002) E. E. Pyala *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.494, pp.385, 2002.
- (RENKER, 2002) D. Renker, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.486, pp.164-169, 2002.
- (RENKER, 2004) D. Renker, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.527, pp.15-20, 2004.
- (RITMAN, 2002) E. L. Ritman, *J. Cell. Biochem.*, vol.87, pp.116-124, 2002.
- (RODNYI, 1997) P. A. Rodnyi, Physical processes in inorganic scintillators, CRC Press LLC, 219p., 1997.
- (RONEY, 1997) Roney et Valentine, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.44, p.509, 1997.
- (SAOUDI, 1999) A. Saoudi *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.46, pp. 1925-1928, 1999.
- (SAOUDI, 1999a) A. Saoudi et R. LECOMTE, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.46(3), pp. 479-484, 1999.

- (SEMMAOUI, 2005) H. Semmaoui *et al.*, 2005 IEEE NSS/MIC Conf. Rec., Porto Rico, novembre 2005.
- (SERGANOVA, 2005) I. Serganova et R. Blasberg, *Nucl. Med. Biol.*, vol.32, pp.763-780, 2005.
- (SHAH, 1996) K. S. Shah *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.43, no.3, p.1267, 1996.
- (SHAO, 1997) Y. Shao *et al.*, *Phys. Med. Biol.*, vol.42, pp.1965-1970, 1997.
- (SHIMIZU, 2006) S. Shimizu *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.53, no.1, pp.14-17, 2006.
- (SLATES, 2000) R. Slated, *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.47, no.3, pp.1018-1023, 2000.
- (STREETMAN, 1995) B. G. Streetman. Solid state electronic devices, Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics, Éditeur Nick Holonyak Jr, 4ème edition, 1995.
- (STRUL, 2002) D. Strul *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.49, no.3, pp.619-623, 2002.
- (SUZUKI, 1992) H. Suzuki *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.320, pp.263-272, 1992.
- (SUZUKI, 1993) H. Suzuki *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.40, p.380, 1993.
- (SUZUKI, 1994) H. Suzuki *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.41, pp.681-688, 1994.
- (TAI, 2003) Y.-C. Tai *et al.*, *Phys. Med. Biol.*, vol.48, pp.1519-1537.
- (TAULBEE, 1997) Taulbee *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.44, p.489, 1997.
- (TÉTRAULT, 2006) M.-A. Tétrault *et al.*, *IEEE 2006 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Conf. Rec.*, San Diego, 29 octobre - 4 novembre. 2006
- (TORRES, 1995) E. M. Torres *et al.*, *NeuroReport*, vol.6, pp.2017-2021, 1995.
- (TOWNSEND, 1996) D. Townsend *et al.*, *J. Nucl. Med.*, vol.12, suppl.1, pp.43-48, 1996)

- (USUI, 2006) T. Usui *et al.*, *2006 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*, 29 octobre - 4 novembre, San Diego (CA, É.-U.), IEEE Catalog No.06CH37832C, 2006.
- (USUI, 2007) T. Usui *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.54, no1, pp.19-22, 2007.
- (VALTON, 2007) S. Valton *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A*, vol.571, no1-2, p. 278-281, 2007.
- (WEBB, 1974) P. P. Webb *et al.*, *RCA Rev.*, vol.35, p.234, 1974.
- (WEBB, 1974 a) P. P. Webb et A. R. Jones. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.21, no.1, p.151, 1974.
- (WEBB, 1976) P. P. Webb et R. J. McIntyre. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.23, no.1, p.138, 1976.
- (WEBER, 2000) M. F. Weber *et al.*, *Science*, vol.287, no.5462, pp.2451-2456, 2000.
- (WEISSLEDER, 2001) R. Weissleder et U. Mahmood, *Radiology*, vol.219, pp.316-333, 2001.
- (WEISSLEDER, 2002) R. Weissleder, *Natl. Rev. Cancer*, vol.2, pp.11-18, 2002.
- (WILLIAMS, 1988) R. W. Williams et P. Rakic, *J. Comp. Neurol.*, vol.278, pp.344-352, 1988.
- (YAMADA, 1989) H. Yamada *et al.*, *J. Electrochem. Soc.*, vol. 136, p.2713, 1989.
- (YOSHIZAWA, 1997) Y. Yoshizawa et J. Takenchi. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. A.*, vol.387, p.33, 1997.